

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR INGÉNIEUR

PAR

Michel HESSE

PREMIÈRE THÈSE

Application des techniques nouvelles de l'électronique rapide
à la détermination de l'instant précis de détection d'une particule

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Les couches minces supraconductrices
application à la réalisation de mémoires rapides

Soutenues le 3 juin 1965 devant la Commission d'examen

MM. SARAZIN

Président

CHERY
ARNAL

}

Examineurs

MEY

Ingénieur au C.E.A.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR INGÉNIEUR

PAR

Michel HESSE

PREMIÈRE THÈSE

Application des techniques nouvelles de l'électronique rapide
à la détermination de l'instant précis de détection d'une particule

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Les couches minces supraconductrices
application à la réalisation de mémoires rapides

Soutenues le 3 juin 1965 devant la Commission d'examen

MM. SARAZIN

Président

CHERY
ARNAL

}

Examineurs

MEY

Ingénieur au C.E.A.

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

Doyens honoraires

MM. LONGCHAMBON
MOUSSA
GAUTHIER Henri

Professeurs honoraires

MM. LOCQUIN
de LARAMBERGUE
SOLLAUD
MENTZER
VIRET

MOUSSA
JAFFARD
EYRAUD Henri
DEJARDIN

Doyen

Mr. BRACONNIER

Assesseurs

MM. MESNARD
BOIDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMBON Minéralogie
PRETTRE Chimie industrielle
COURTY Chimie Physique
KUHNER Botanique
MALECOT Mécanique rationnelle et appliquée
PARIS Chimie minérale
AUMERAS Chimie générale II
COLONGE Chimie organique
JANIN Physique générale
FLANDRIN Géologie appliquée
BERNARD Physique industrielle
DUFAY Jean Astronomie
NIGON Zoologie expérimentale
GAUTHIER Henri Géologie générale
WAUTIER Zoologie
CHOPIN Chimie Biologique
CUEILLERON Chimie
BRACONNIER Calcul différentiel et intégral
EYRAUD Charles Chimie - Physique appliquée
SARAZIN Physique nucléaire

MM. BOIDIN Microbiologie et Mycologie
PERES Physiologie
MESNARD Electronique
GRANDMONTAGNE Physique
BOUTILLIER Minéralogie
LAFOUCRIERE Physique nucléaire théorique
DREUX Chimie organique
TEICHNER Chimie industrielle
PAVANS DE CECCATTY Zoologie
MERLIN Chimie analytique
DUFAY Maurice Physique de l'Atmosphère
PHILBERT Physique nucléaire
COHEN-ADAD Chimie
DAVID Loui Géologie générale
CHANEL Psychophysiologie
MAURY Méthodes Mathématiques
DEPRAZ de la Physique
GAUTHIER Jean Physique nucléaire
GAUME Chimie
Physique expérimentale



Professeurs sans chaire

MM. FERON Mathématiques
LAFORGUE Physique
LEGAY Zoologie expérimentale S.P.C.N.
UZAN Physique S.P.C.N.
CHENEVOY Géologie appliquée
GINET Zoologie
ASCH Physique
MICHEL Pierre Minéralogie
DUCET Biologie végétale

Mle. MAITROT
MM. GEVIN
PONASSE
d'INCAN
LEFEBVRE
PERNET
CHERY
BERGEON
Mle. GAUTHERON

Physique
Géologie générale
Mathématiques
Physique
Mathématiques
Mathématiques
Physique
Physique C.S.U.
Chimie biologique.

Maitres de Conférences

MMe ERICSON Physique générale
MM. MARTEL Mécanique
MATHIEU Mécanique
des fluides
ERBELA Physique
DESCOTES Chimie organiques
PICARD Philippe Mathématiques
LEMOIGNE Botanique
DEMARCO Géologie générale
MICHEL Georges Biochimie
LEBRETON Biologie végétale

DAVID Jean
TOUSSET
FEUVRAIS
PICARD Claude
SCHMITT
LAURENT
MM. ROT
BETHOUX
Mle CALAIS
MM. GUSAKOW
Mle THOMAS

Biologie animale
Chimie propédeutique
Physique électricité
Mathématiques
Physique M.P.C.
Chimie organique
Mathématiques
Mathématiques T.M.P.
Mathématiques C.S.U.
Physique
Chimie minérale

Maître de conférences adjoint

Mr. PIERRON Chimie

Conseiller administratif

Mr. BURNET

Secrétaire Principal Honoraire

Mr. ROUX

AVANT-PROPOS

Je tiens à remercier vivement Monsieur le Professeur A. SARAZIN, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail et l'appui que j'ai toujours trouvé auprès de lui.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur CHERY pour l'attention qu'il a bien voulu porter à ma thèse et les conseils qu'il m'a prodigués.

Je remercie Monsieur ARNAL, Maître de conférence à l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon pour l'intérêt qu'il a manifesté à ma thèse.

Que Monsieur MEY, Chef de la Section d'Instrumentation Nucléaire Rapide du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, qui a suggéré ce travail, veuille trouver ici l'expression de ma vive gratitude pour ses nombreux conseils et pour l'aide que j'ai constamment trouvée auprès de lui.

Je remercie enfin mes camarades de travail, et tout spécialement Messieurs VAN ZURK, LAVAITTE et BERNARD qui m'ont fait part de leur expérience.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
CHAPITRE I - Introduction	7
CHAPITRE II - Problèmes de définition temporelle d'un évènement détecté par un photomultiplicateur	8
CHAPITRE III - Analyse des principaux moyens employés tendant à diminuer les fluctuations en temps	11
CHAPITRE IV - Générateurs d'impulsions lumineuses brèves	15
CHAPITRE V - Courbe de réponse quantifiée des photomultiplicateurs	21
CHAPITRE VI - Etude de la dispersion d'élongation des signaux de photomultiplicateur ...	31
CHAPITRE VII - Etude de la dispersion en temps des signaux de photomultiplicateur ...	39
CHAPITRE VIII - Dispersion d'élongation au maximum du signal d'un photomultiplicateur .	43
CHAPITRE IX - Réalisation de systèmes améliorant la résolution en temps	46
CHAPITRE X - Conclusion	60
BIBLIOGRAPHIE	61

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Les mesures de temps ont une importance particulière pour l'étude des phénomènes nucléaires. En effet, de ces mesures, on déduit la simultanéité d'événements, on mesure les temps de vie d'états instables, on calcule l'énergie des particules.

La simultanéité des phénomènes et la durée de vie d'états ou de particules sont des mesures spécifiques à l'analyse temporelle, par contre la mesure d'énergie dans certains cas est obtenue par l'analyse d'amplitude.

Des événements sont décrétés comme étant simultanés si leurs instants de détection coïncident, c'est-à-dire si les intervalles entre les instants de détection sont inférieurs à un certain temps τ appelé pouvoir de résolution du système de coïncidence. Il est nécessaire afin de sélectionner des événements réellement simultanés de rendre ce temps τ aussi faible que possible de façon à rejeter le plus grand nombre de coïncidences dues à des événements ayant eu lieu, par hasard, à des instants presque simultanés. Dans la majorité des cas l'instant de détection ne peut être défini avec une assez grande précision ; les incertitudes sur la détection, doivent, en effet, être inférieures au pouvoir de résolution afin qu'il ne soit pas rejeté des phénomènes ayant réellement eu lieu au même instant. Ces pertes de phénomènes intéressants ne doivent pas être la cause de l'amélioration du pouvoir de résolution, c'est-à-dire la diminution du temps τ . La définition de l'instant de détection est donc d'une importance primordiale pour les coïncidences en temps. Les fluctuations de la détection sont la principale limitation à l'amélioration de la résolution temporelle.

Les mesures de durée de vie sont également basées sur le principe de la coïncidence. Mais ces mesures sont faites par l'enregistrement de la simultanéité de phénomènes différés. Précédemment, le but recherché était la détection de la simultanéité absolue des phénomènes tandis que la mesure de durée de vie est l'étude de la variation du nombre de phénomènes simultanés en fonction d'un retard variable introduit entre les détecteurs. En effet, l'activité d'une source en fonction du temps étant une loi exponentielle, si l'on suppose que le taux de désintégration de la source reste constant et si l'on réalise des coïncidences différées entre les signaux de détection cela revient à étudier l'activité de la source en fonction du temps. Par simple évaluation de la pente de la courbe de résolution des coïncidences différées on obtient la durée de vie moyenne de l'état instable analysé. La réalisation de circuits de coïncidences rapides permet l'évaluation de durées de vie de plus en plus faibles. Ici encore, la définition de l'instant de détection ainsi que la diminution des incertitudes de détection sont des facteurs primordiaux pour la mesure de durées de vie extrêmement courtes.

Les mesures temporelles permettent également des mesures d'énergie qui ne sont pas réalisables par simple enregistrement de spectres d'amplitudes. En effet, les mesures d'énergie par analyse d'amplitude nécessitent la dissipation intégrale de cette énergie à mesurer dans un détecteur afin que l'information recueillie soit proportionnelle à l'énergie. Or, il n'est pas toujours concevable et même réalisable de dissiper des énergies importantes dans un détecteur, ceci pour des raisons de dimensions des détecteurs ou bien pour le simple fait que les particules de hautes énergies sont utilisées pour une expérience où leur énergie doit être connue. Ces mesures sur les particules énergétiques nécessitent la connaissance de leur masse ; l'énergie est déduite de l'enregistrement de la distribution des instants de détection entre deux détecteurs placés sur une base de temps de vol.

La définition de l'instant de détection d'un phénomène est donc d'une importance pratique considérable pour la précision des mesures et pour la mesure de phénomènes très rapides. Le développement de l'électronique rapide permet de porter ces mesures de temps dans le domaine de la nanoseconde. (ns. = 10^{-9} s.).

CHAPITRE II

PROBLÈMES DE DÉFINITION TEMPORELLE D'UN ÉVÈNEMENT DÉTECTÉ PAR UN PHOTOMULTIPLICATEUR

II.1 - GENERALITES

L'information temporelle d'un phénomène lumineux détecté par un photomultiplicateur est altérée par le détecteur lui-même. En effet, le mode de détection et d'amplification est basé sur des phénomènes régis par des lois statistiques. L'impulsion du détecteur n'est donc qu'une image statistique de l'impulsion à détecter. En sus des phénomènes statistiques il existe d'autres phénomènes physiques et technologiques qui altèrent également la définition en temps du phénomène.

Les différentes lois statistiques relatives à la détection et à l'amplification sont :

1/ la loi de photo-émission de la photocathode. On admet généralement et de façon grossière que le nombre d'électrons émis par la photocathode, pour une excitation constante, varie suivant une loi de Poisson.

2/ la loi d'émission secondaire de chaque dynode ; c'est également à une loi de Poisson qu'obéit l'émission d'électrons secondaires.

Ces deux lois statistiques interviennent donc pour la détection et la multiplication. Il s'en suit des fluctuations de l'impulsion de sortie du photomultiplicateur.

Certains phénomènes physiques et technologiques détruisent également l'information en temps en modifiant le temps de transit des électrons dans le photomultiplicateur. Ces phénomènes sont généralement regroupés sous le terme de cause de non-isochronisme. Ces différentes causes sont :

1/ l'écart centre-bord, de nature géométrique et cinématique. La trajectoire d'un électron créé au centre de la photocathode et les trajectoires d'électrons émis en divers points de la photocathode sont différentes.

2/ les vitesses initiales des photoélectrons qui modifient les temps de transit des électrons ainsi que leur point d'impact. Elles agissent donc sur la loi de parcours d'une trajectoire et sur la trajectoire elle-même.

Toutes ces causes de variation de nature différente font que pour un même phénomène à détecter la grandeur qui le caractérise varie statistiquement en amplitude et en temps : le gain du photomultiplicateur dont les variations dues aux statistiques d'émission et de multiplication font que l'amplitude de l'impulsion varie statistiquement ; les variations de temps de transit se traduisent par des variations du front de montée de l'impulsion et également de l'instant origine de l'impulsion.

De plus les phénomènes lumineux détectés par un photomultiplicateur sont créés en général par un scintillateur. Les scintillateurs produisent de la lumière lorsqu'ils sont excités par des particules. Cette lumière émise est également une variable statistique car le nombre de photons émis pour une particule d'énergie donnée n'est pas constant ; ce nombre de photons est réparti également suivant une loi de Poisson. Par la suite nous ne tiendrons pas compte de cette variable car nous travaillerons avec un générateur de lumière ou nous comparerons des résultats d'expériences où l'effet des scintillateurs pourra être supposé constant.

II.2 - ANALYSE SUCCINTE DE LA DISPERSION TEMPORELLE D'UNE INFORMATION

L'étude théorique de toutes les dispersions statistiques est généralement basée sur l'étude de la dispersion statistique correspondant à un seul photoélectron : S.E.R. (single electron response). L'impulsion de sortie du photomultiplicateur correspondant à l'émission de plusieurs électrons par la photocathode est la somme des réponses de chaque photoélectron. Dans la majeure partie

de ces théories aucun résultat d'ordre pratique ne peut en être déduit. En fait, différentes thèses se confrontent et aboutissent à des résultats quasi identiques et difficilement exploitables. Différents procédés, tendant à diminuer les fluctuations dues au photomultiplicateur sont couramment employés. Ces procédés visent à caractériser l'instant de production d'un phénomène par un point ou une région de l'impulsion. Chacun de ces procédés découle soit d'une étude mathématique sommaire soit d'une interprétation partielle des statistiques.

II.2.1 - Loi statistique d'émission secondaire

On admet généralement que l'émission secondaire des dynodes est soumise à la loi statistique de Poisson. La mise en évidence de cette loi n'a pas, jusqu'à présent, été réalisée de façon péremptoire. En effet, les expériences destinées à analyser l'émission secondaire sont réalisées à l'aide du bruit de fond du photomultiplicateur ; or le bruit de fond n'est pas un phénomène pur où intervient uniquement l'émission secondaire des dynodes. Les origines du bruit de fond sont multiples ; on distingue l'émission secondaire des dynodes, l'émission thermique de la cathode, les courants ioniques provoqués par l'ionisation des traces de gaz dans le tube et par le bombardement de la cathode par ces ions, les courants de fuite, l'émission froide, la scintillation du verre du ballon. Il en résulte qu'un spectre de bruit de fond est un spectre composé tel que l'ont suggéré Lombard et Martin (1), Allen (2) et Baicker (3).

II.2.2 - Ecart centre-bord

Ce défaut d'isochronisme pour des électrons de vitesse initiale nulle atteint $5 \cdot 10^{-10}$ s. à 20 mm. du centre de la photocathode sur les photomultiplicateurs 56 AVP. Cette imperfection ne présente pas une symétrie de révolution du fait de l'inclinaison de la première dynode par rapport à la photocathode.

II.2.3 - Effet des vitesses initiales

La vitesse initiale d'un photoélectron modifie la loi de parcours d'une trajectoire et la trajectoire elle-même. L'on peut séparer ces deux effets en décomposant la vitesse initiale en ses deux composantes normale et tangentielle à la photocathode.

La loi de parcours d'une trajectoire est alors modifiée par la composante normale ; c'est le temps de transit inter-dynodes qui est affecté par la composante normale de la vitesse initiale.

La trajectoire est altérée par la composante tangentielle. Le tracé des trajectoires est différent ainsi que les points d'impact sur les dynodes.

En admettant une loi de répartition en direction des énergies des électrons, Piétri (4) a déduit par le calcul, l'influence des vitesses initiales sur la tache de diffusion apparaissant sur la première dynode. A une charge unité émise instantanément en un point de la photocathode correspond une impulsion de charges sur la première dynode qui n'est ni instantanée ni ponctuelle. Les trajectoires avec vitesses initiales présentent par rapport aux trajectoires sans vitesses initiales des différences de temps de transit t et un écart de point d'impact r , les différences t et r étant admises comme proportionnelles respectivement aux composantes normale et tangentielle des vitesses. Si l'on prend comme référence le temps t_0 et le point d'impact r_0 les plus probables pour une énergie ε_0 , la proportionnalité s'exprime par :

$$\frac{t}{t_0} = \frac{v}{v_0} \cos \theta \quad \text{et} \quad \frac{r}{r_0} = \frac{v}{v_0} \sin \theta \quad \text{avec} \quad v_0^2 = 2 \frac{\varepsilon_0}{m}$$

θ = angle de la vitesse initiale avec la normale à la photocathode.

En admettant une répartition d'énergie en direction selon la loi des cosinus :

$$dn = 2 \frac{v^3}{v_0^3} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} d\left(\frac{v}{v_0}\right)$$

On en déduit que la densité de courant à une distance r du centre de la tache est :

$$J = \frac{2}{r_0^2 t_0} e^{-\frac{r^2}{r_0^2}} \frac{t}{t_0} e^{-\frac{t^2}{t_0^2}}$$

La densité de charge totale reçue en un point et la densité de courant à un instant donné sont proportionnelles à :

$$e^{-\frac{r^2}{r_0^2}}$$

De plus, la loi d'arrivée des électrons en un point donné est identique en tout point de la tache et elle est proportionnelle à :

$$-\frac{t}{t_0} e^{-\frac{t^2}{t_0^2}}$$

L'effet d'une vitesse initiale normale à la cathode (4) correspondant à une énergie W_n de 0,4 eV. ne modifie pas le point d'impact sur la première dynode mais abrège le temps de parcours d'une durée Δt_n de 0,6 ns. pour le photomultiplicateur 56 AVP. Cette variation Δt_n peut être formulée par :

$$\Delta t_n = - \sqrt{2m} \frac{\sqrt{W_n}}{qE_0}$$

E_0 = champ électrique sur la cathode

m, q = masse et charge de l'électron

W_n = énergie équivalente à la vitesse initiale.

L'effet d'une vitesse initiale tangentielle correspondant à $W_t = 0,4$ eV. modifie le point d'impact d'une valeur ρ_t sur la première dynode et altère le temps de transit d'une quantité Δt_t .

Δt_t est de l'ordre de 0,06 ns. et ρ_t vaut 2,2 mm. Mais ces évaluations sont faites sur la structure du photomultiplicateur brute c'est-à-dire sans grille d'accélération. En effet, afin de diminuer Δt_n il suffit d'augmenter le champ accélérateur E_0 ;

Ainsi avec :

$$E_0 = 3000 \text{ V./cm.} \quad W_n = 1,1 \text{ eV.}^{(*)}$$

on obtient :

$$\Delta t_n = 0,3 \text{ ns.}$$

II.2.4 - Effet de l'inclinaison de la première dynode

Du fait de cette inclinaison nécessaire (pour les dynodes à émission secondaire par réflexion) les trajectoires présentent des différences de parcours. Il y a donc un étalement des temps d'arrivée sur la première dynode. Pour une inclinaison de 45° et pour un pinceau de lumière situé dans le plan orthogonal à l'optique d'entrée, Piétri (4) a évalué l'intensité lumineuse sur la première dynode comme étant une courbe de Gauss de largeur à mi-hauteur de 1,7 nanoseconde pour une tache d'impact de rayon de 0,2 cm.

Néanmoins cette cause d'écart de temps de transit peut être raisonnablement négligée par rapport à l'effet des vitesses initiales car pour une tache de 0,1 cm. l'écart introduit n'est plus que de 0,1 nanoseconde.

II.3 - INFLUENCE DES CAPACITES PARASITES

Ces capacités parasites forment un circuit intégrateur à la sortie du photomultiplicateur. La réponse d'un circuit intégrateur à une distribution en amplitude d'échelons est un réseau de courbes, de constante d'intégration RC constante mais de temps de montée différents. Les capacités parasites modifient donc le temps de montée des impulsions suivant leurs amplitudes. Elles participent donc à disperser les fronts de montée des impulsions.

(*) La largeur à mi-hauteur de la réponse spectrale de la photocathode correspond à une différence énergétique de 1,1 eV.

CHAPITRE III

ANALYSE DES PRINCIPAUX MOYENS EMPLOYÉS TENDANT A DIMINUER LES FLUCTUATIONS EN TEMPS

Les procédés employés ou suggérés par certaines théories tendent à minimiser les fluctuations statistiques en temps et en amplitude en singularisant l'impulsion du photomultiplicateur par un point, une région, une surface, une amplitude.

Nous allons passer en revue, succinctement, les principales méthodes jusqu'alors expérimentées ou calculées. Le but recherché est de savoir quelle est la partie de l'impulsion qui contient l'information en temps de production de l'événement de façon la plus précise, c'est-à-dire la partie qui statistiquement a une variance minimale.

III.1 - THEORIE DE GATTI

Elle est basée sur l'analyse des variances :

- a) du centre de gravité de l'impulsion correspondant à l'arrivée d'une charge C correspondant aux q premiers photoélectrons collectés sur l'anode.
- b) du centre de gravité G de l'impulsion entière.
- c) du point I correspondant à l'instant d'arrivée de la charge C.
- d) d'un point géométriquement indéfini mais qui est fonction de la position du centre de gravité de l'impulsion et de la charge R correspondant à l'impulsion entière.

Pour chaque définition de l'instant de production de l'événement, Gatti et ses collaborateurs (5) et (6) ont exprimé les variances théoriques et tracé des réseaux de courbes en fonction des diverses variables et des différents paramètres. Ces variables sont le rapport de charge C/R , le rapport δ/τ des constantes de décroissance de la réponse du photomultiplicateur et de l'illumination.

Ces calculs ont un intérêt théorique incontestable pour la compréhension des phénomènes statistiques d'émission et de multiplication. Les calculs de Gatti ont fait l'objet de nombreuses vérifications pratiques tendant à retrouver les divers réseaux de courbes tracés par Gatti : Sarazin, Samuëli, Meynadier (7).

Mais en pratique, il s'avère que l'intérêt est moindre. Car afin de déterminer pratiquement les divers points analysés théoriquement, Gatti suggère une mesure en temps avec précision par une mesure de déphasage d'oscillations de fréquence relativement basse (80 MHz.); ce qui revient à dire qu'il faut enregistrer de faibles fluctuations en temps sur des intervalles de temps relativement longs. C'est un problème difficile à résoudre.

III.2 - COINCIDENCES RAPIDE - LENTE

Aux impulsions délivrées par les détecteurs ce système impose deux conditions :

- une condition de temps ce qui nécessite la coïncidence rapide sur les signaux initiaux.
- une condition d'amplitude afin de réduire l'influence des variations d'amplitude sur l'instant de détection ainsi que le représente la figure 1. Le montage à coïncidences rapide - lente est indiqué sur la figure 2. Les conditions d'amplitudes sont imposées par deux sélecteurs à bande étroite.

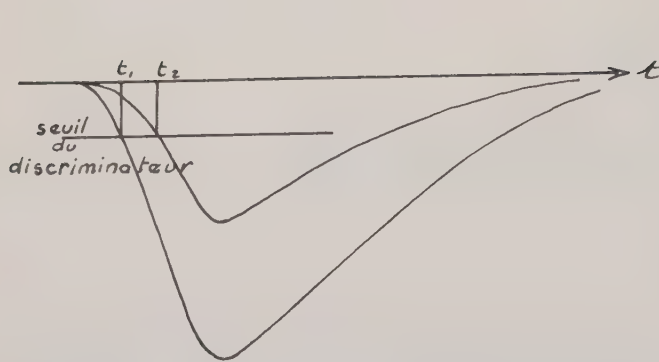


Fig. 1 : Influence des fluctuations d'amplitude sur l'instant de détection par discriminateur.

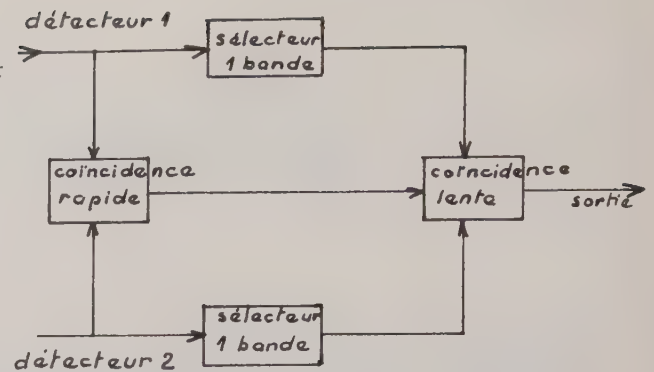


Fig. 2 : Principe de détection par coïncidences "rapide-lente".

Cette détection a un inconvénient majeur qui est de n'accepter qu'une faible proportion des impulsions à analyser. D'autres circuits tels que ceux décrits par Weinzierl (8) et Arredri (9) asservissent les seuils des discriminateurs d'amplitude à l'amplitude du signal.

III.3 - COINCIDENCES DIFFÉRENTIELLES

Pour Bay (10) la définition de la coïncidence comme recouvrement de deux impulsions est une notion qualitative ; elle peut être rendue quantitative en utilisant les sorties de deux circuits de coïncidence, séparés et décalés l'un par rapport à l'autre d'un retard T constant. Le résultat final de cette coïncidence différentielle est obtenu par la méthode du zéro. La figure 2 représente le dispositif et le principe de fonctionnement. Les courbes de résolution intrinsèque des voies 1 et 2 indiquées figure 3a sont décalées du retard T . La courbe de résolution différentielle est représentée en 3b. Si V_1 et V_2 sont les tensions d'entrée, les courants dans les diodes D_1 et D_2 sont respectivement proportionnels à $(V_1 - V_2)_t$ et à $(V_1 - V_2)_{t,T}$, figure 3c ; les tensions aux points a et b sont appliquées à deux sommets opposés d'un pont équilibré. Le passage à zéro de la tension de déséquilibre est détecté par un discriminateur à faible seuil.

Meunier (11) également a réalisé un circuit de coïncidences différentielles ; la figure 4 en représente le principe. Le temps de résolution de ce dispositif est relativement indépendant de la largeur des impulsions d'entrée. Pour des impulsions uniques sur la voie A, les charges accumulées en a, b, c sont égales, les amplificateurs différentiels ne délivrent aucun signal. Pour des impulsions uniques sur la voie B, toutes les diodes se trouvent polarisées en sens inverse, aucune charge n'est accumulée. Par contre, si deux signaux synchrones sont délivrés par les voies A et B, la charge accumulée en b est moindre que les charges accumulées en a et c ; il apparaît un signal de sortie. Si les deux impulsions A et B ne sont pas parfaitement synchrones, le recouvrement des impulsions en 1 et 3 n'est pas identique ; si l'écart en temps est inférieur au temps de propagation τ dans les sections de câble 1-2 et 2-3, les signaux en a et c sont différents mais mesurables ; lorsque l'écart devient égal et même supérieur à τ le signal en 1 ou en 3 est nul, la coïncidence ne se réalise pas.

La résolution de ce système est théoriquement τ mais elle peut être diminuée car les seuils du circuit de coïncidence ne sont pas nuls.

III.4 - AUTRES METHODES

Divers autres procédés basés sur une estimation empirique des fluctuations sont couramment employés et donnent de très bons résultats. Ils consistent en des mises en forme des impulsions du photomultiplicateur afin de caractériser l'instant auquel se situe le centre de gravité de l'impul-

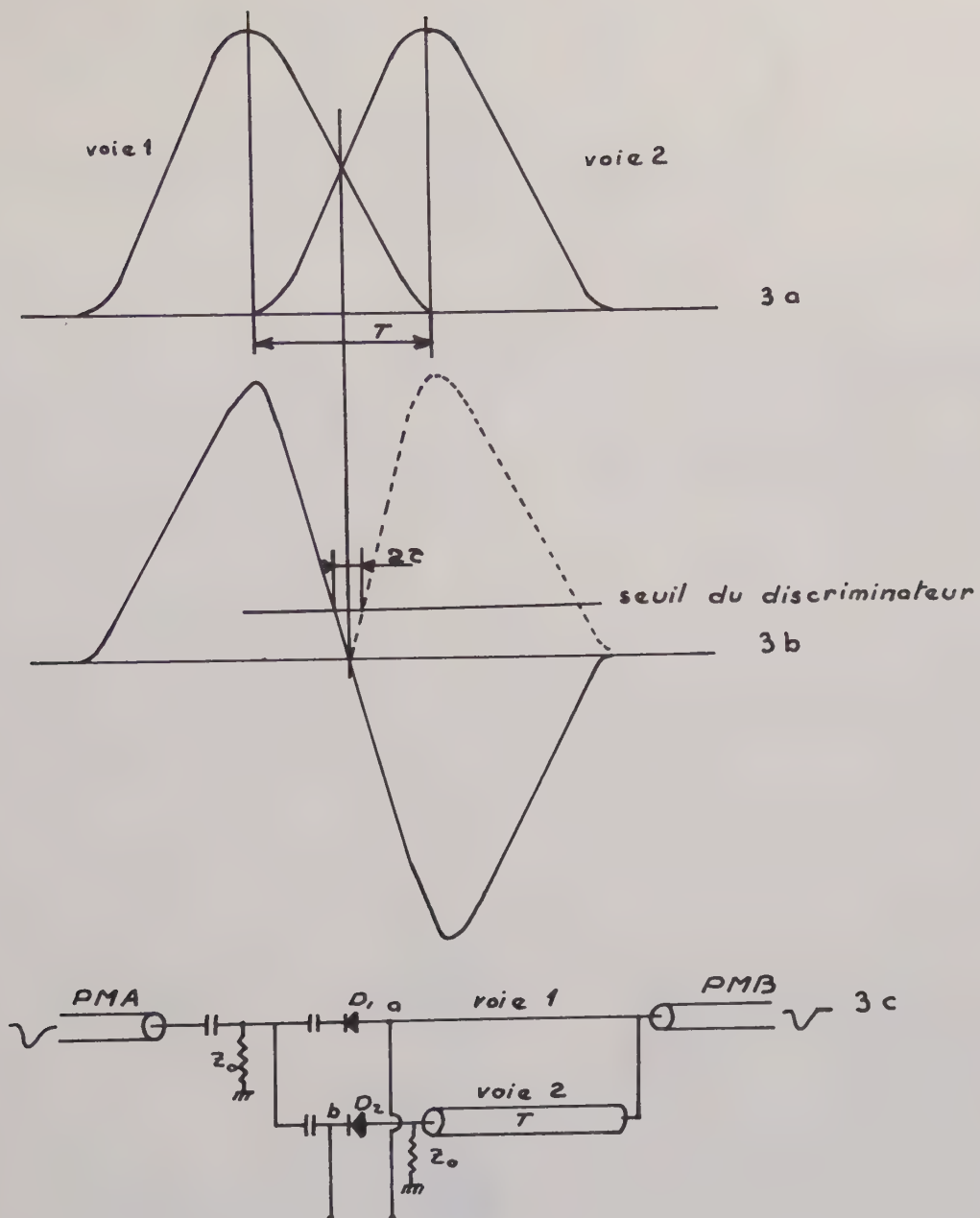


Fig. 3 : Circuit de coïncidences différentielles de Bay.

sion ou de son maximum. Ces mises en forme sont soit une intégration soit une dérivation. Le point singulier dans l'impulsion intégrée est l'instant de passage à mi-hauteur tandis que pour l'impulsion dérivée l'instant est le passage à zéro.

Ces mises en forme supposent simplement que toutes les impulsions ont un même temps de montée et un même temps de décroissance, c'est-à-dire que l'on admet que toutes les impulsions ont la même forme. La dérivation de l'impulsion avec détection du passage à zéro est la mise en forme la plus répandue car l'appareillage est particulièrement simple.

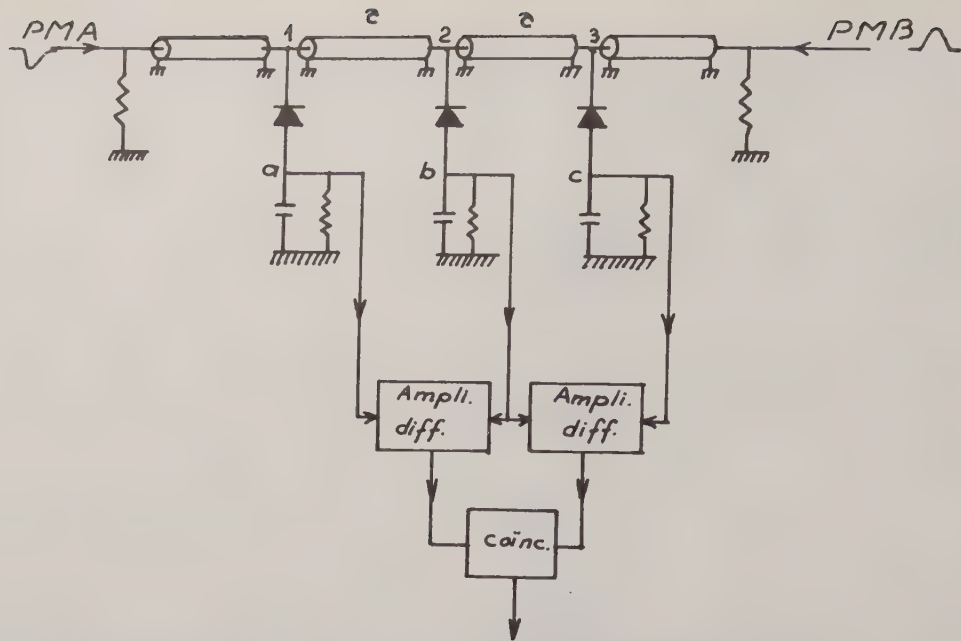


Fig. 4 : Circuit de coïncidences différentielles de Meunier.

CHAPITRE IV

GÉNÉRATEURS D'IMPULSIONS LUMINEUSES BRÈVES

Afin de pouvoir étudier la statistique et améliorer la résolution en temps et en amplitude des photomultiplicateurs nous avons été amenés à mettre au point divers générateurs de lumière. Nous avons testé trois générateurs basés sur des principes différents :

- 1/ rupture de contact dans un relais à contacts mouillés du type Clare
- 2/ ionisation ponctuelle d'un gaz par un champ électrique intense (effet Corona)
- 3/ avalanche à l'intérieur d'une jonction.

IV.1 - GENERATEUR A RELAIS - Figure 5 -

Nous avons utilisé une ampoule de relais Clare Industriel (RP 5441) comme générateur d'impulsions lumineuses. Ce relais se compose de deux électrodes fixes et d'une électrode mobile ; l'ensemble est disposé dans un tube de verre contenant de l'hydrogène sous pression et du mercure permettant le mouillage des contacts par effet capillaire.

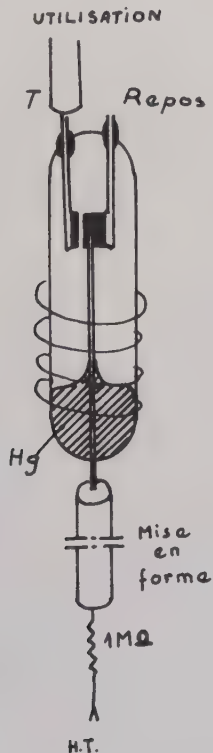


Fig. 5 : Montage du Relais Clare

L'électrode mobile est reliée à un câble de mise en forme (50Ω) dont la longueur détermine la durée des signaux électriques et lumineux. Ce câble est chargé électriquement à travers une résistance de forte valeur. L'électrode mobile aimantée est soumise à un champ magnétique périodique. Lors du rapprochement de l'électrode mobile et de l'électrode fixe (position travail), le champ électrique inter-électrodes croît jusqu'à atteindre la valeur disruptive de l'hydrogène. Le câble de mise en forme se décharge dans le câble d'utilisation.

La figure 6 montre l'impulsion de sortie du photomultiplicateur et la figure 7 représente l'impulsion électrique de décharge du câble de mise en forme.

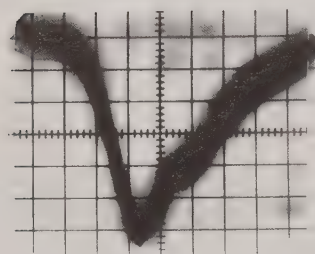


Fig. 6 : Impulsion Lumineuse de sortie du P.M.

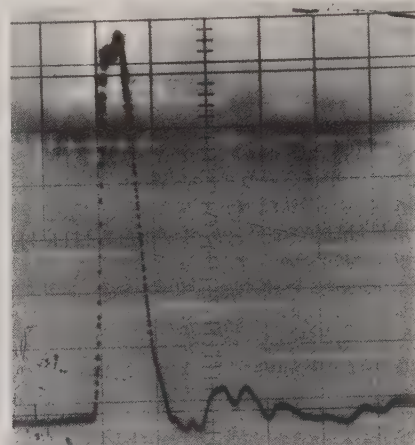


Fig. 7 : Impulsion Electrique.

IV.2 - GENERATEUR A EFFET CORONA -Figure 8 -

Ce générateur a été mis au point par Kerns (11). Le principe est encore basé sur l'ionisation d'un gaz par un champ électrique. Ce champ électrique est le champ de fuite créé à la jonction d'un conducteur et d'un isolant à haute constante diélectrique. Le conducteur est au potentiel de la masse, une impulsion électrique négative est appliquée à l'isolant. Une décharge se produit, ionisant le gaz. La pression du gaz à l'intérieur de l'ampoule est telle que l'avalanche soit rapidement étouffée (0,5 atmosphère). D'après les études de Kerns, l'avalanche se produisait en une ou deux nanosecondes : figure 9.

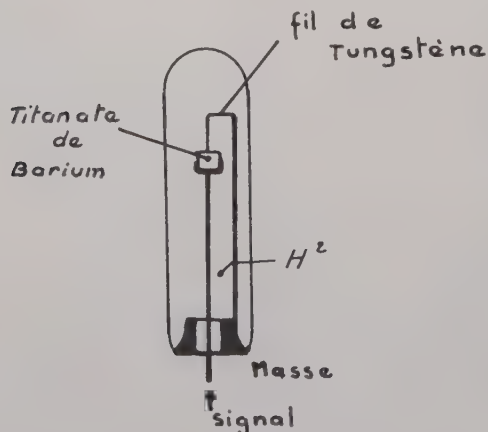


Fig. 8 : Ampoule Corona

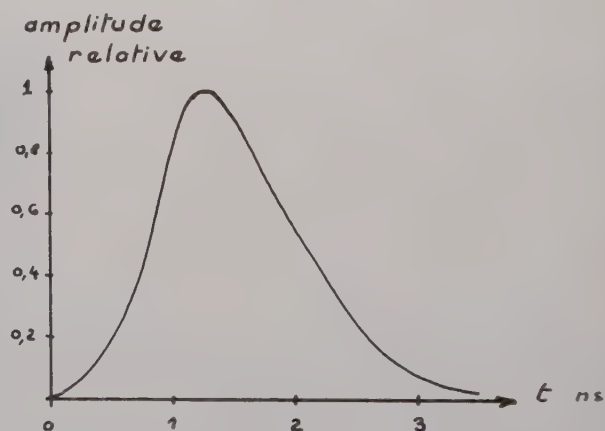


Fig. 9 : Impulsion Lumineuses

L'impulsion électrique doit être comprise entre 600 et 2000 Volts. Les fluctuations d'amplitude de l'impulsion lumineuse étant moindres pour les grandes impulsions de déclenchement il est donc avantageux d'utiliser des impulsions de l'ordre de 2000 V. et ensuite d'atténuer la lumière émise.

La figure 10 indique le procédé d'obtention d'une impulsion électrique brève de très grande amplitude. La résistance R de 80 Mégohms forme un circuit intégrateur avec la capacité du câble de mise en forme ; cette capacité se charge donc avec une constante de temps RC jusqu'à la valeur disruptive du gaz (hydrogène) à l'intérieur du relais. Le relais est utilisé ici en éclateur ; lors de l'éclatement le câble de mise en forme se décharge dans le câble d'utilisation ; l'impulsion électrique obtenue a comme caractéristiques la moitié de la tension de disruption de l'hydrogène et le double du temps de propagation du câble de mise en forme. Donc, avec une tension d'éclatement V et un câble de longueur θ (ns.) on obtient une impulsion de $\frac{V}{2}$ et 2θ . La figure 11 montre l'impulsion électrique obtenue : largeur à la base 3 ns. et 1600 V. d'amplitude. La fréquence de fonctionnement est réglable par la résistance R. Il est possible de diminuer la tension disruptive pour un relais donné en agissant sur l'écartement inter-électrodes par l'intermédiaire d'un aimant. La figure 12 montre l'impulsion de sortie d'un photomultiplicateur 56 AVP éclairé par un générateur Corona. Afin de réduire la durée de l'impulsion lumineuse nous avons fait en sorte de dé-ioniser le gaz ; nous avons superposé à l'impulsion d'attaque une impulsion de signe opposé et retardée de une nanoseconde. Nous avons essayé d'autre part une ampoule remplie d'hydrogène à une pression de une atmosphère. Pour une même impulsion d'attaque nous avons observé une incertitude très nette au déclenchement de l'avalanche. Cela s'explique par le fait que le gaz est plus difficile à ioniser. Afin de fonctionner avec les conditions optimales nous avons conservé par la suite une pression de une demie atmosphère.

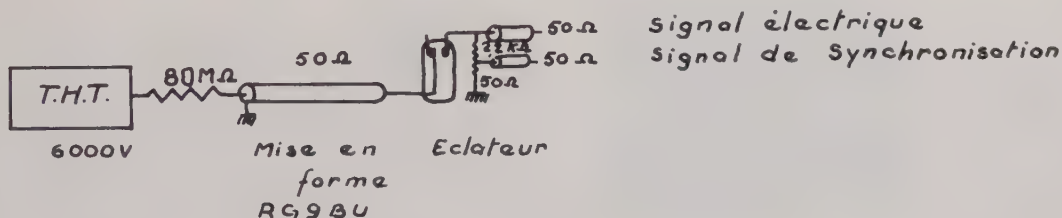


Fig. 10 : Générateur d'Impulsions : 1600 V. 3 ns.

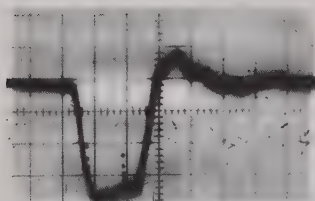


Fig. 11 : Impulsion Electrique d'attaque du générateur "Corona".

H : 1 ns/cm
V : 400 V/cm

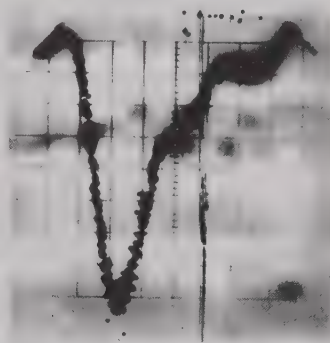


Fig. 12 : Impulsion de sortie du P.M.

H : 2 ns/cm
V : 2 V/cm

IV.3 - GENERATEUR A JONCTION

Le principe d'émission de lumière dans une jonction a été étudié par Chynoweth (13), (14), (15). La jonction est amenée à l'avalanche en tension inverse. Chynoweth a été amené à distinguer deux causes d'émission lumineuse dans le visible. Les photons très énergétiques seraient dus à la recombinaison électron-trou possédant une énergie cinétique suffisante tandis que les photons peu énergétiques auraient pour origine des transitions à l'intérieur de la bande de valence. Dans les deux cas l'émission est due aux porteurs accélérés par le champ électrique à l'intérieur de la jonction. Lors de l'avalanche les porteurs sont injectés à partir des régions terminales de la jonction où ils sont créés par l'action directe du champ électrique. Les deux origines d'émission de photons se trouvent distinguées par leur localisation à l'émission. La lumière émise, localisée en "spots" (ou microplasmas) distribués le long des discontinuités du réseau cristallin a pour origine la recombinaison électron-trou qui fournit les photons les plus énergétiques. L'émission par effet de champ apparaît sur toute l'étendue de la jonction.

Afin de donner un ordre de grandeur du nombre de photons émis nous avons effectué un calcul simplifié. Tout d'abord nous avons évalué la capacité de la diode en dynamique, de la façon indiquée par la figure 13. D'après la relation d'additivité des carrés des temps de montée on en déduit que :

$$t = 1,4 \text{ ns.} = 2,2 \text{ RC}$$

d'où :

$$C \sim 25 \text{ pF.}$$

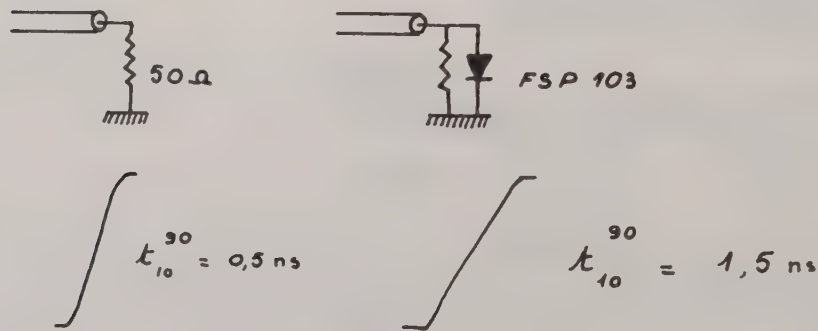


Fig. 13 : Mesure de la capacité dynamique de la diode.

L'impulsion de sortie du photomultiplicateur peut être considérée comme équivalente à une impulsion rectangulaire de surface égale, ceci afin de faciliter les calculs.

L'impulsion de sortie du photomultiplicateur chargé par une résistance de 50Ω donne une impulsion de 80 mA. dans 50Ω , ce qui correspond à une charge

$$q = it = 80 \cdot 10^{-3} \cdot 4 \cdot 10^{-9} = 320 \cdot 10^{-12} \text{ C.}$$

ce qui correspond à un nombre n d'électrons :

$$n = \frac{q}{e} = \frac{320 \cdot 10^{-12}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \sim 2 \cdot 10^7 \text{ électrons}$$

Le gain de photomultiplicateur étant de 10^8 à la tension de fonctionnement et le rendement de la photocathode étant considéré égal à 10% , l'impulsion électrique obtenue correspond donc à la réception de deux photons par la photocathode. Considérant que l'angle solide de réception est égal au seizième de l'angle solide d'émission c'est-à-dire 4π , le nombre de photons à l'émission se trouve donc évalué à 32.

Nombre de photons à l'émission : 32.

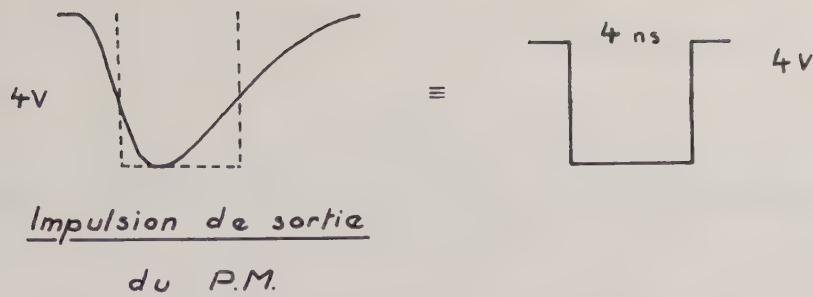


Fig. 14 : Estimation du Rendement de la diode FSP 103.

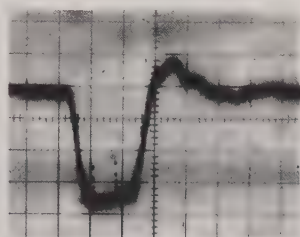
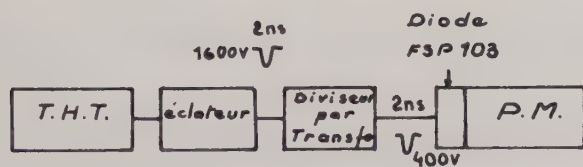
L'impulsion électrique d'attaque de la diode est une impulsion rectangulaire de 300 Volts et 4 ns. de durée.

$$q = C.V. = 75 \cdot 10^{-10} \text{ C.}$$

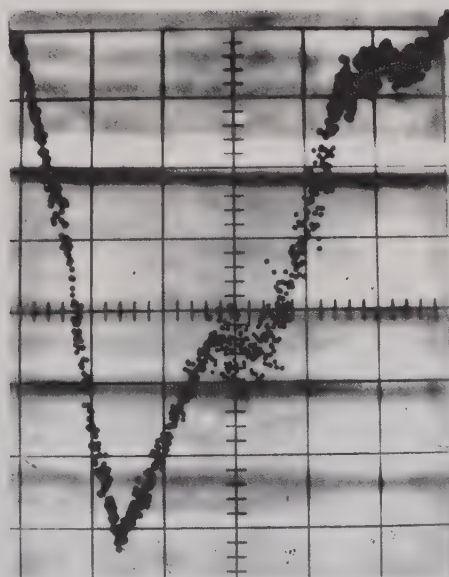
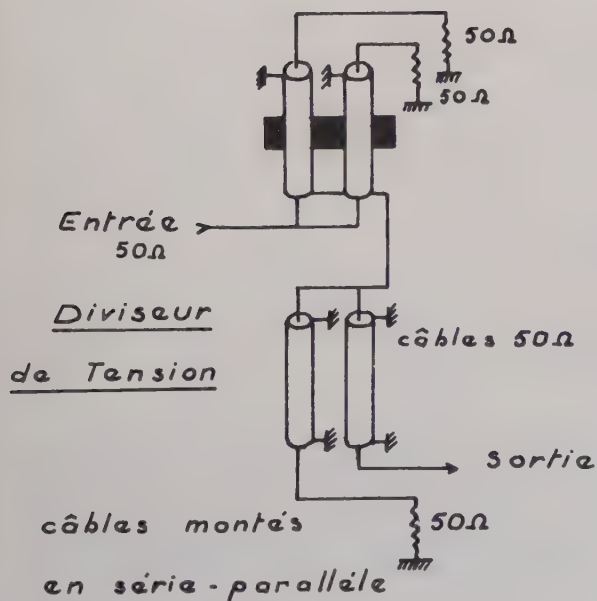
donc $4,7 \cdot 10^9$ électrons.

Le rendement de la diode est donc :

$$r = \frac{\text{nb de photons émis}}{\text{nb d'électrons qui traversent la jonction}} \sim 1 \text{ photon}/10^7 \text{ électrons.}$$



Impulsion électrique



Impulsion de sortie du P.M.

H : 2 ns/cm

V : 2 V/cm

Fig. 15

La figure 15 indique le montage d'utilisation de ce générateur, l'impulsion électrique d'attaque et l'impulsion de sortie du photomultiplicateur.

CHAPITRE V

COURBE DE RÉPONSE QUANTIFIÉE DES PHOTOMULTIPLICATEURS

V.1 - BUT

Il s'agit de se placer dans les conditions optimales d'émission d'un seul photoélectron par la photocathode et de vérifier avec le calcul les résultats obtenus.

V.2 - RAPPEL THEORIQUE

En admettant que la loi statistique de photo-émission soit une loi de Poisson :

$$P(n) = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda}$$

Cette loi admet une moyenne $m = \lambda$ et un écart moyen quadratique

$$\sigma^2 = \lambda$$

La fonction génératrice de la loi de Poisson est le développement limité de :

$$f(s) = e^{-\lambda + \lambda s}$$

c'est-à-dire :

$$f(s) = e^{-\lambda} \left[1 + \lambda s + \frac{\lambda^2 s^2}{2!} + \dots + \frac{\lambda^n s^n}{n!} \right]$$

La probabilité $P(n)$ est le coefficient de la puissance nème de s .

La moyenne de la loi de Poisson est donnée par :

$$m = \left. \frac{df(s)}{ds} \right|_{s=0}$$

et l'écart moyen quadratique par :

$$\sigma^2 = \left. \frac{d^2 f(s)}{d(s)^2} \right|_{s=0}$$

Si l'on associe divers phénomènes statistiques, la loi régissant l'ensemble des phénomènes est la fonction composée de ces lois. Il en est de même des fonctions génératrices. Soit un premier phénomène, tel que le nombre de photons arrivant sur la photocathode ; ce phénomène est régi par une loi de Poisson de fonction génératrice $f_1(s)$. Soit un deuxième phénomène tel que la photo-émission obéissant à une autre loi de Poisson de fonction génératrice $f_2(s)$. La fonction génératrice composée pour les deux phénomènes est :

$$f_1[f_2(s)] = F$$

Si p est la probabilité d'émission d'un photon la fonction génératrice composée est :

$$F(s) = e^{-\lambda + \lambda(ps + q)} \quad \text{avec} \quad p + q = 1$$

ou :

$$F(s) = e^{-\lambda p + \lambda ps}$$

Cette fonction génératrice est la fonction génératrice d'une loi de Poisson de moyenne λp .

La probabilité pour qu'il ne soit émis aucun photoélectron est :

$$e^{-\lambda p}$$

La probabilité pour qu'il soit émis un seul photoélectron est :

$$\lambda p e^{-\lambda p}$$

La proportion d'impulsions dues à plusieurs photoélectrons par rapport aux impulsions dues à un seul photoélectron est :

$$\frac{P(s > 1)}{P(s = 1)} = \frac{1 - [P(0) + P(1)]}{P(1)} = \frac{1 - (e^{-\lambda p} + \lambda p e^{-\lambda p})}{\lambda p e^{-\lambda p}}$$

Si l'on se place dans des conditions expérimentales telles qu'il ne soit détecté que 10 % du nombre d'impulsions lumineuses émises, c'est-à-dire que la probabilité qu'il n'y ait aucun photoélectron d'émis soit de 0,90. D'après les résultats précédents, il s'en suit que :

$$e^{-\lambda p} = 0,90$$

donc :

$$p = 0,106 \pm 10 \%$$

la probabilité pour qu'il y ait un photoélectron d'émis est :

$$\lambda p e^{-\lambda p} = 0,095 \pm 10 \%$$

La proportion d'impulsions dues à plus de un photoélectron est alors de 6 %.

Donc, si nous nous plaçons dans des conditions d'expérience correspondant aux calculs ci-dessus, nous devrions obtenir comme spectre d'amplitude une répartition présentant des pics correspondant à des nombres entiers de photoélectrons. Le pic correspondant à un seul photoélectron étant le plus important car la probabilité d'avoir un photoélectron est très supérieure à celle d'en avoir deux.

V.3 - PRINCIPE DE L'EXPERIENCE

La figure 16 indique le schéma de principe utilisé pour se placer dans les conditions d'expériences désirées, c'est-à-dire la non-détection de 90 % des impulsions lumineuses. Nous avons donc atténué la lumière émise et avons compté les impulsions de sortie du photomultiplicateur. Le dispositif de porte permet d'éliminer tout comptage d'impulsions dues au bruit de fond.

La figure 17 montre le principe de l'expérience.

V.4 - SELECTEUR 1 BANDE - ANTICOÏNCIDENCE - PORTE

A - Sélecteur 1 bande

Ce sélecteur est composé de deux discriminateurs l'un à seuil bas, l'autre à seuil plus élevé, appelé seuil haut. Les impulsions utiles sont celles qui ont une amplitude comprise entre les deux seuils.

La figure 18 représente le dispositif d'attaque des deux discriminateurs. Les discriminateurs sont des discriminateurs rapides à diodes "tunnel" tels que les décrit Van Zurk (16), figures 19,

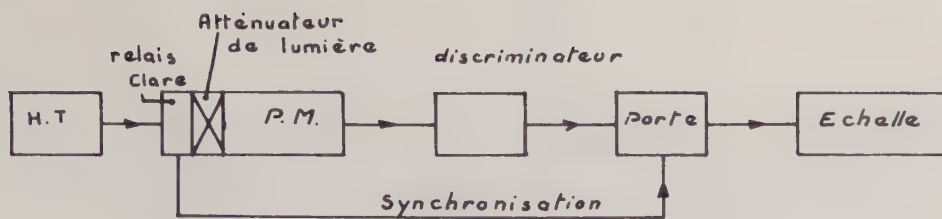


Fig. 16

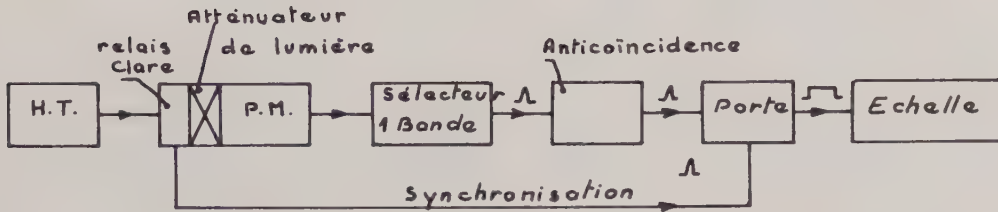


Fig. 17

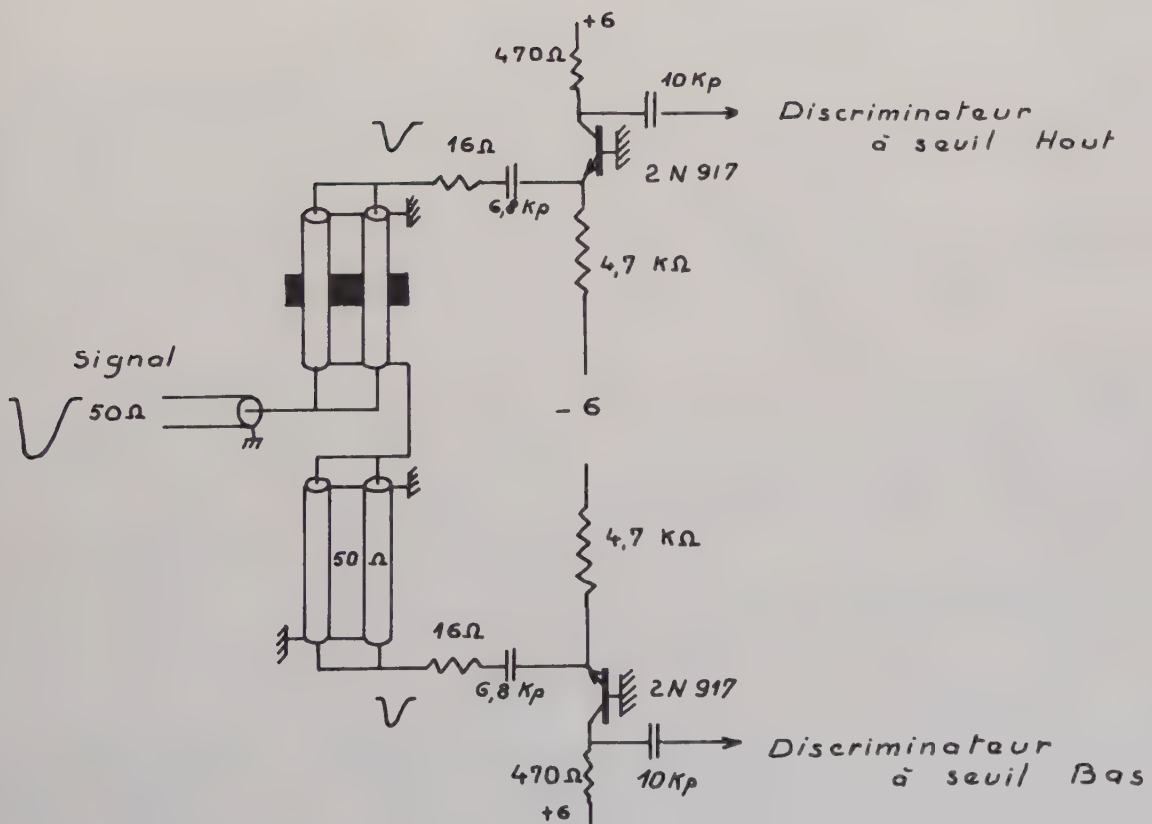
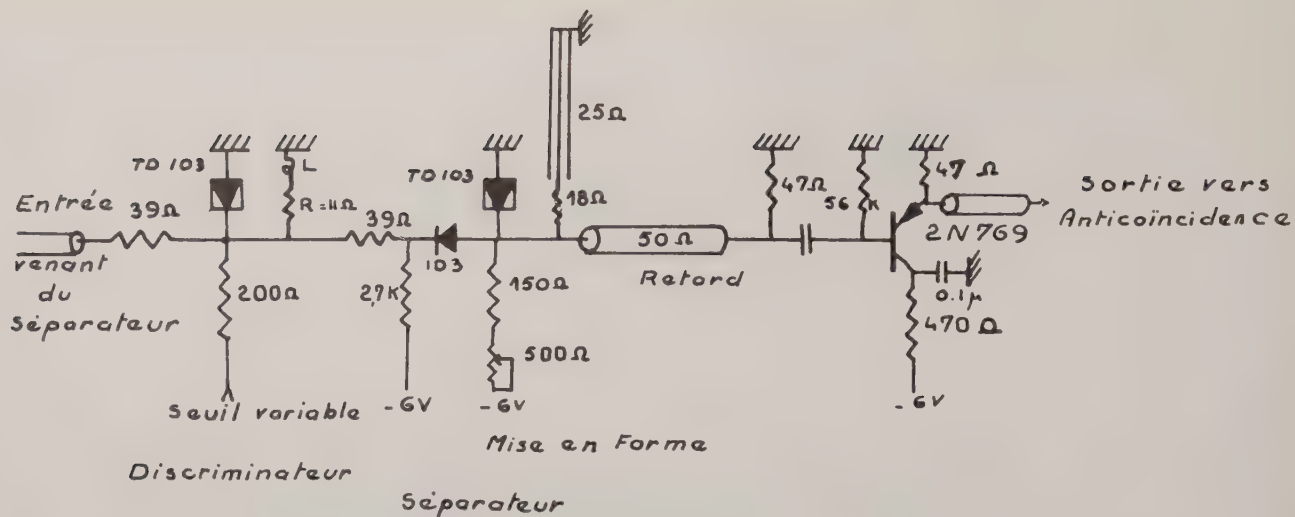


Fig. 18 : Distributeur à 2 Voies.



Signal de Sortie

10 ns	seuil bas
40 ns	seuil haut

Retard

20 ns	seuil bas
0	seuil haut

Fig. 19 : Discriminateur du Sélecteur une bande.

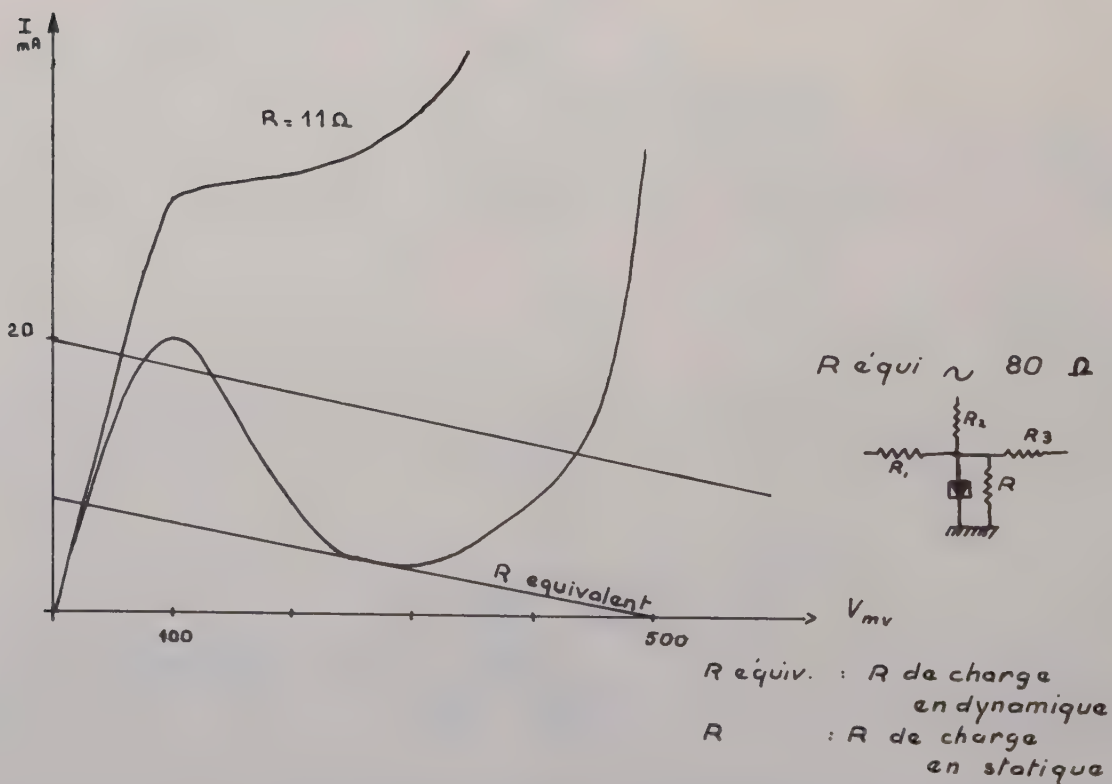


Fig. 20 : Caractéristique de Diode Tunnel.

20. Dans notre utilisation, le temps de résolution importe peu car la fréquence de travail est très lente (~ 5 Hz.) ; par contre, nous nous sommes efforcés d'avoir une très bonne sensibilité ainsi qu'une linéarité excellente ; ces deux conditions fixant la précision des mesures.

B - Circuit de définition de largeur de bande

Ce circuit est utile afin de déplacer la bande du sélecteur sur toute la gamme des signaux de sortie du photomultiplicateur avec un seul réglage. Le montage utilisé est indiqué sur la figure 21.

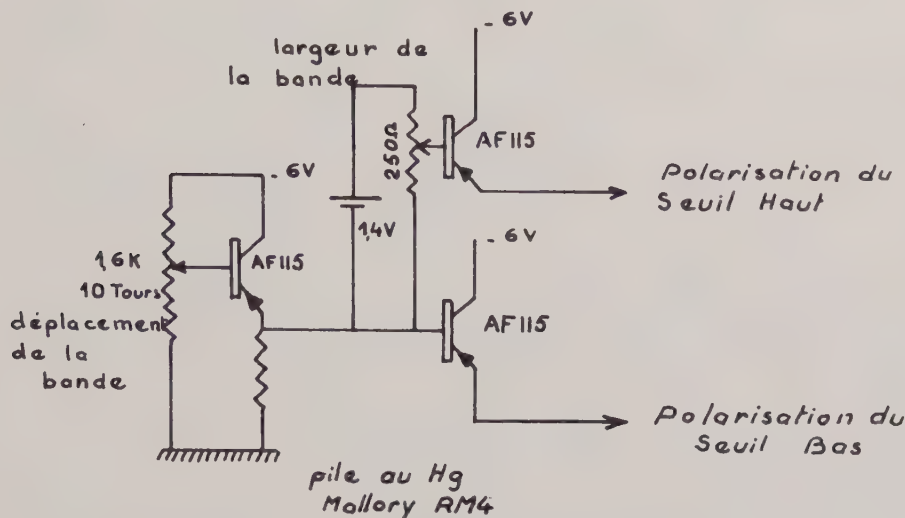


Fig. 21 : Polarisation du Sélecteur 1 bande.

Les deux diodes "tunnels" de définition des seuils haut et bas sont polarisées par deux transistors montés en collecteur commun. Les polarisations de base de ces deux transistors sont décalées par une tension constante fournie par une pile au mercure. Le déplacement de la bande se fait par un potentiomètre 10 tours.

La figure 22 représente la courbe d'étalonnage du sélecteur. Cette courbe présente une non-linéarité aux deux extrémités, c'est-à-dire pour les très petites et les grandes impulsions. Pour l'expérience, nous nous sommes placés en agissant sur le gain du photomultiplicateur de telle façon que la zone utile soit située dans la partie où la linéarité est excellente.

C - Circuit d'anticoïncidence

Les impulsions utiles sont celles qui sont discriminées par le discriminateur à seuil bas et qui ne sont pas détectées par le discriminateur à seuil haut. Le circuit d'anticoïncidence délivrera une impulsion de sortie lorsqu'il sera attaqué par la seule impulsion délivrée par le discriminateur à seuil bas. La figure 23 indique le principe et le fonctionnement. Lorsque la seule impulsion due au seuil bas est appliquée sur l'émetteur du transistor, au point A nous avons une impulsion également négative, cette impulsion est ensuite amplifiée.

Lorsque les deux impulsions sont appliquées il apparaît au point A une impulsion positive qui est due à l'impulsion appliquée sur la base qui annule l'impulsion appliquée à l'émetteur qui est moins large et qui est centrée grâce à un retard. Le transistor d'amplification qui est polarisé à la limite de la conduction se trouve bloqué.

D - Circuit porte : (figure 24)

Ce circuit a pour but d'éliminer tout comptage d'impulsions de bruit de fond. Cette porte doit donc être rapide, elle est commandée par le générateur de lumière. La porte est une porte à diode classique, figure 24, dont le principe de fonctionnement est indiqué figure 25.

Les deux diodes conduisent au repos. Si une seule impulsion se présente à l'entrée, elle bloque une diode, la tension au point A remonte de 300 mV. dus à la variation de charge. Mais si deux impulsions sont appliquées à l'entrée, les deux diodes se bloquent, le potentiel du point A monte

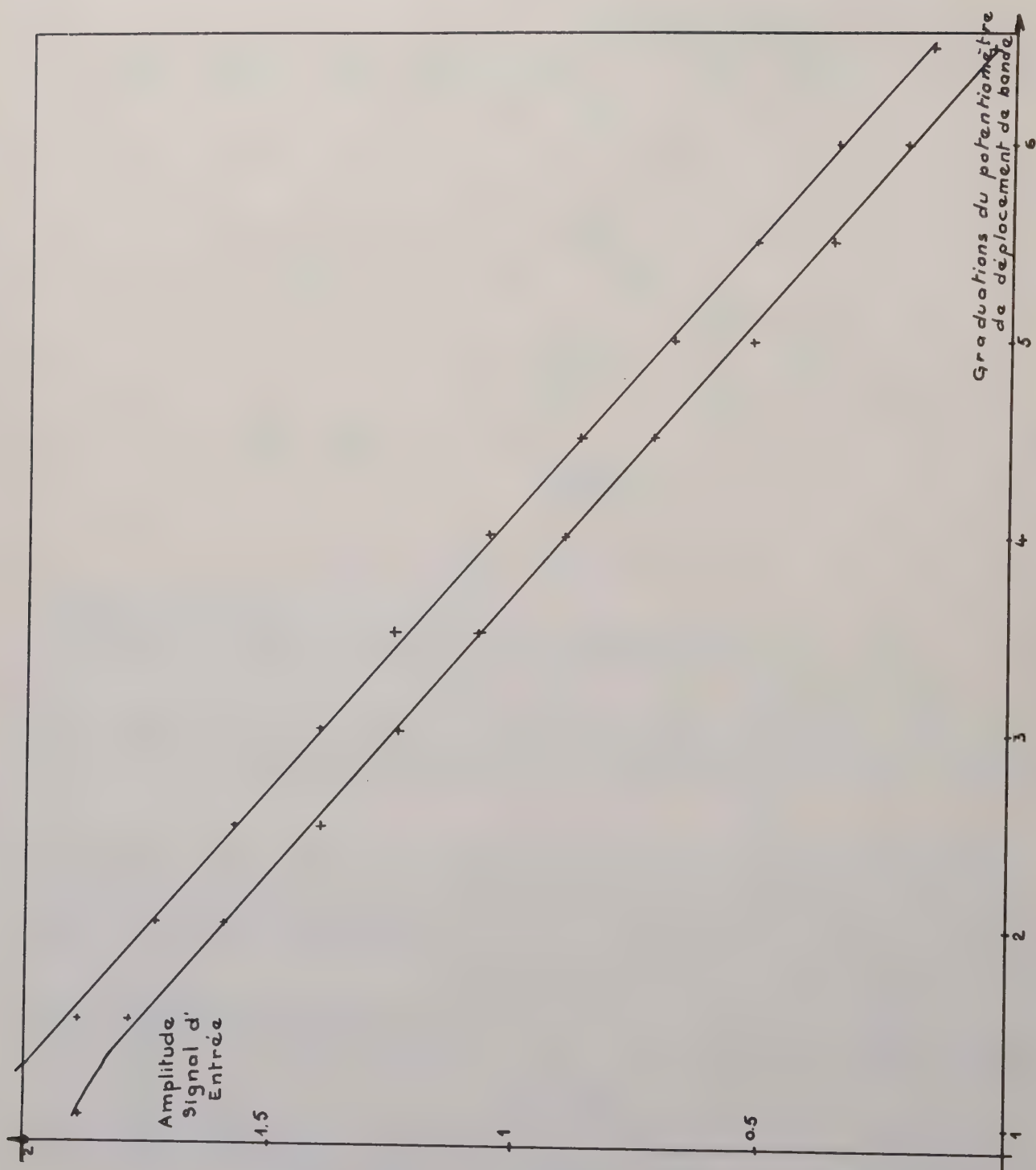


Fig. 22 : Etalonnage Sélecteur 1 Bande.

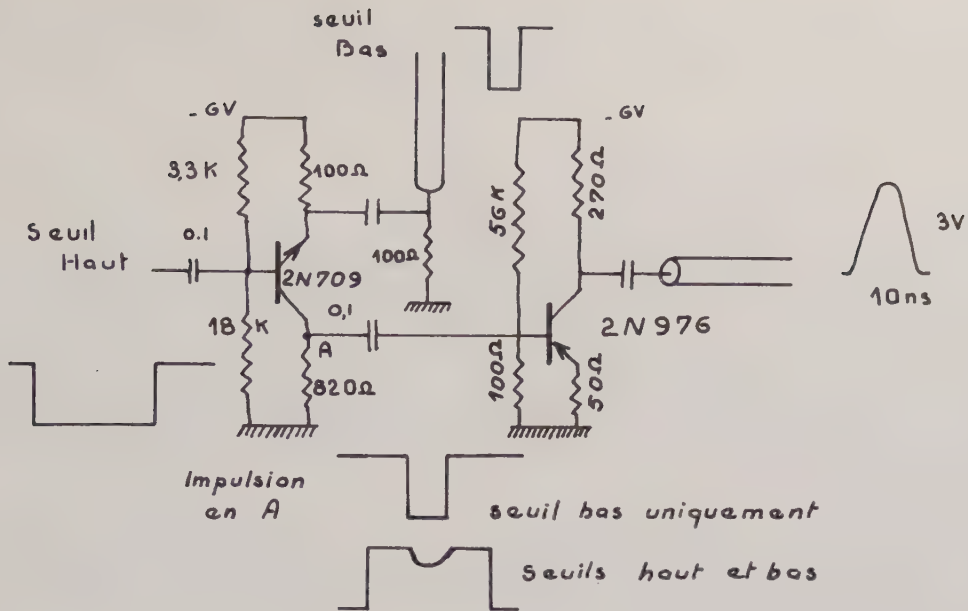


Fig. 23 : AnticoIncidence.

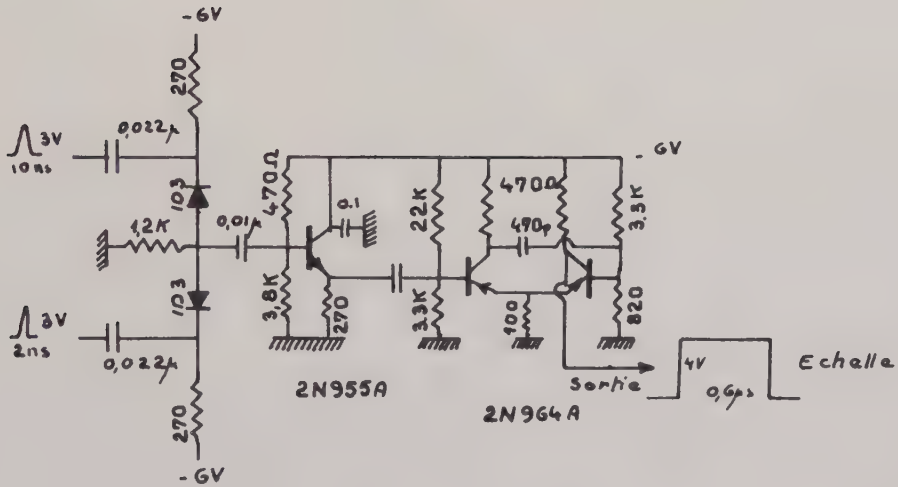


Fig. 24 : Porte.

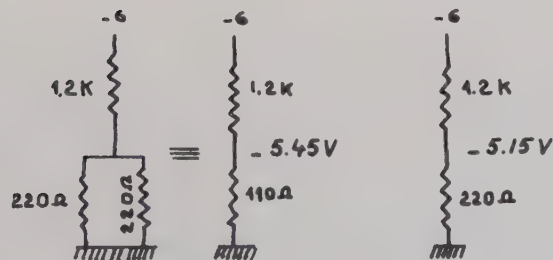


Fig. 25 : Porte.

vers le potentiel de la masse jusqu'à ce que les diodes se trouvent polarisées en direct. Dans notre cas, les impulsions d'attaque ont 3 V. d'amplitude, le potentiel du point A remonte de - 5,45 à - 2,7 V. compte tenu de la tension de déblocage des diodes. Le résidu de 300 mV. est insuffisant pour déclencher le monostable.

V.5 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Un premier spectre a été enregistré avec une largeur de bande de 40 mV. Il est représenté figure 26. Les conditions sont telles qu'il est logique d'attribuer au maximum du spectre l'émission de un photoélectron par la photocathode. Pour des amplitudes d'impulsions double et triple de l'amplitude des impulsions relative à l'émission de un photoélectron nous ne distinguons aucune particularité. Le spectre présente une forme intégrée. C'est pourquoi nous avons recommencé l'expérience avec une bande plus étroite (20 mV.) ; le spectre obtenu est représenté figure 27. Nous identifions comme précédemment le premier pic relatif aux impulsions mono-photoélectroniques. De plus, à des amplitudes double et triple de l'amplitude des impulsions relatives à ce pic correspondent parfaitement deux autres pics. Ils sont dus à l'émission par la photocathode de deux et trois photoélectrons.

Alors que la théorie (basée sur l'application de la loi de Poisson pour la photo-émission) prévoit que l'émission de plus d'un photoélectron dans les conditions d'expériences réalisées se fait dans un rapport de 6 % à l'émission d'un photoélectron unique ; nous trouvons un rapport de surface de 50 %, ce qui nous conduit à dire que la loi de photo-émission n'est pas une loi de Poisson simple dans le cas d'un photomultiplicateur.

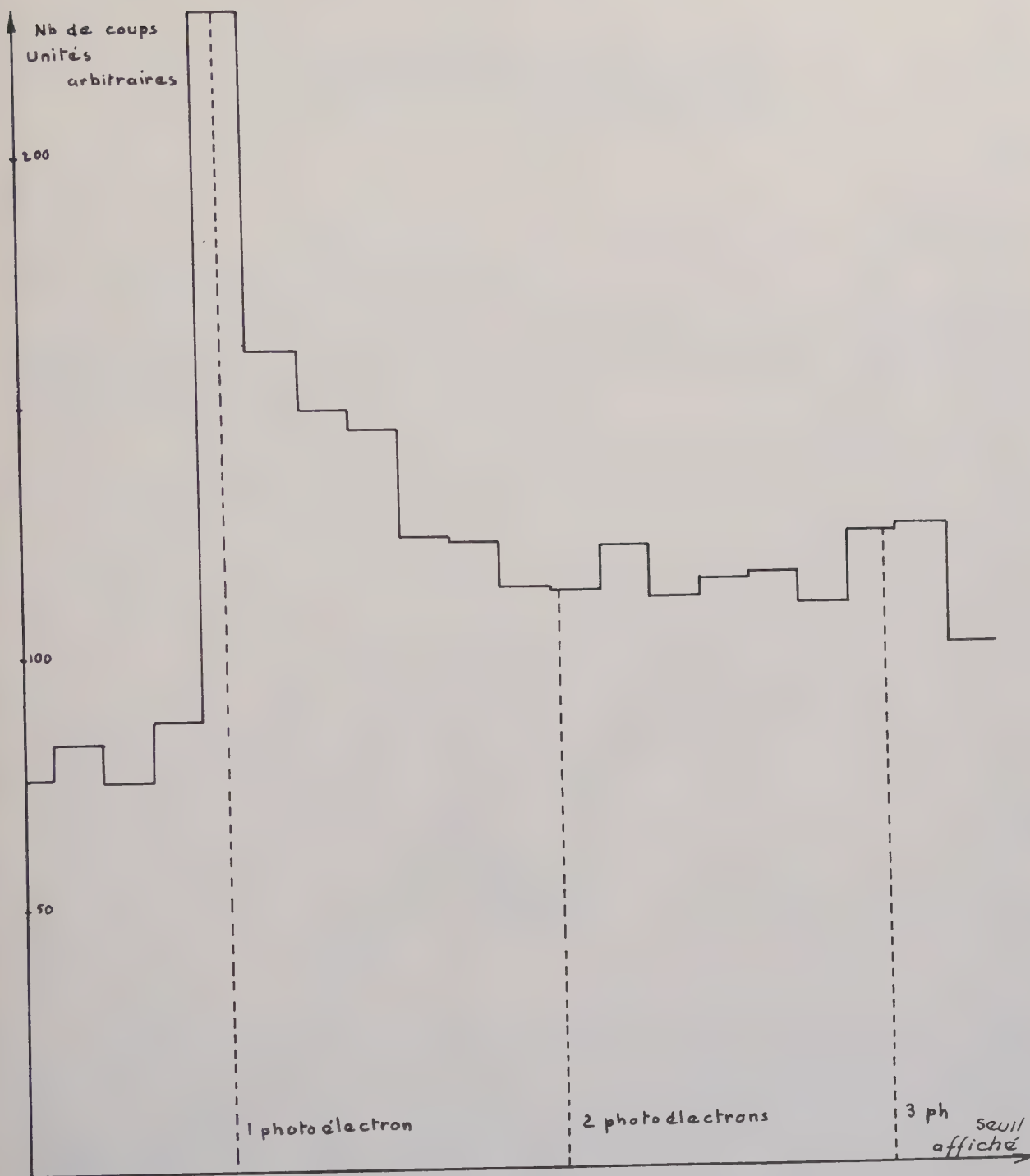


Fig. 26 : Spectre Quantifié (Bande de 40 mv).

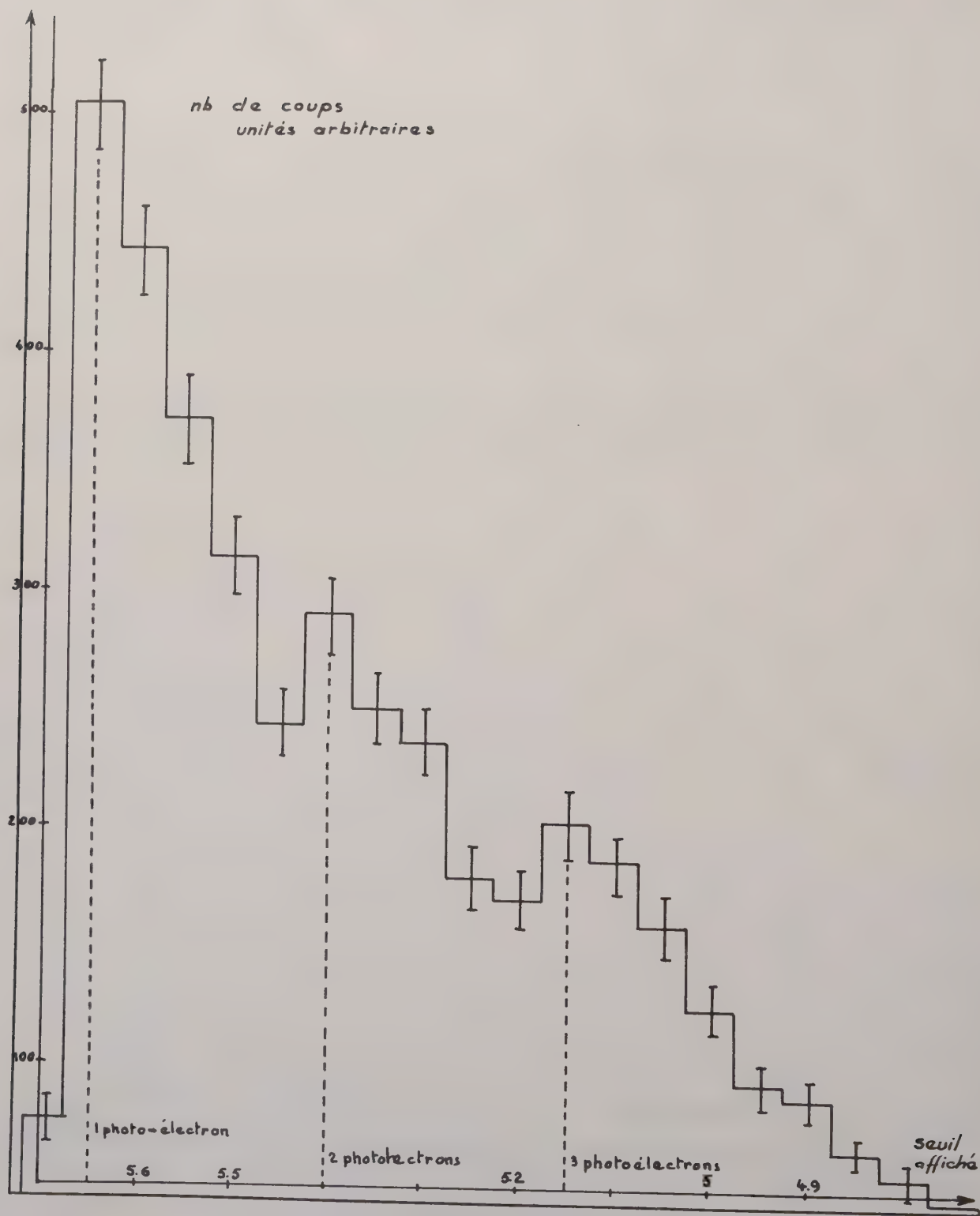


Fig. 27 : Spectre Quantifié (Bande de 20 mv).

CHAPITRE VI

ÉTUDE DE LA DISPERSION D'ÉLONGATION DES SIGNAUX DE PHOTOMULTIPLICATEUR

VI.1 - BUT

Cette étude a pour but d'enregistrer la dispersion de l'élongation d'un signal prise à divers instants t fixés par rapport à un instant initial t_0 .

La mesure de l'élongation au point A (figure 28) reflète non seulement des fluctuations en amplitude, mais également des fluctuations en temps (figure 29). Le spectre analysé sera donc la résultante de deux spectres différents mais toujours existants. Ces spectres, dans notre cas, sont dus aux fluctuations statistiques de photo-émission de la cathode, d'émission secondaire des dynodes et de temps de transit du photomultiplicateur.

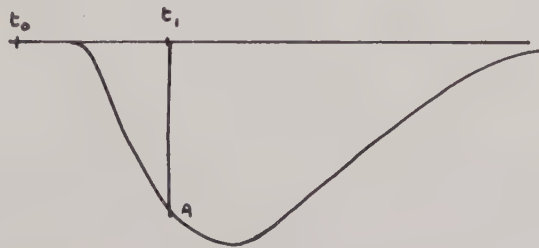


Fig. 28 : Principe de l'échantillonnage.

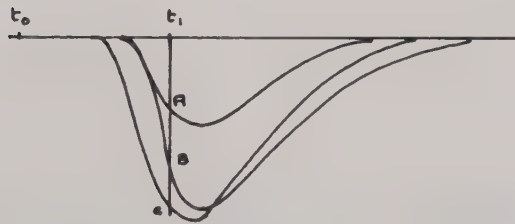


Fig. 29 : Les points A et B sont des fluctuations en amplitude, le point C a fluctué en amplitude et en temps.

VI.2 - PRINCIPE

La mesure de l'élongation en un point d'une impulsion est un problème d'échantillonnage. Cette fonction d'échantillonnage est accessible sur certains oscilloscopes, c'est pourquoi nous avons trouvé avantageux d'utiliser un oscilloscope rapide : Tektronix 661 équipé d'un tiroir d'entrée 4 S 2 (0,1 ns. de temps de montée) et d'un tiroir 5 T 1 A. L'oscilloscope est utilisé en mode "Scan manual", c'est-à-dire que l'échantillonnage est fait à un instant fixé par le "delay time" par rapport au signal de synchronisation externe. Le signal utile, c'est-à-dire ayant une amplitude proportionnelle à l'élongation du signal au point choisi est accessible aux bornes "vertical" de l'oscilloscope. Ce signal est pris directement à la sortie de la mémoire du tiroir d'entrée. Il se présente sous forme de palier d'une largeur qui dépend uniquement de la fréquence d'échantillonnage. Chaque palier correspond à un échantillonnage. Dans notre cas, où la fréquence est d'environ 250 Hz. les paliers ont une largeur de 4 ms. L'amplitude de ces paliers varie à raison de 200 mV. par centimètre de déflexion verticale sur l'écran du tube cathodique. Pour effectuer la statistique des élongations à un même instant on envoie ces paliers sur un analyseur d'amplitude multicanal par l'intermédiaire d'une porte (figure 30).

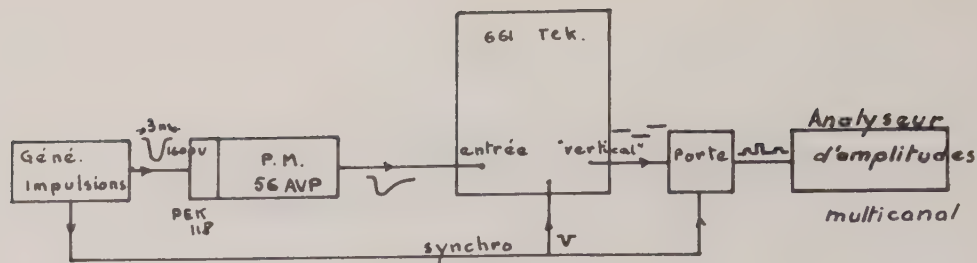


Fig. 30 : Principe de l'appareillage.

VI.3 - RAPPEL SUR LE PRINCIPE DE L'ECHANTILLONNAGE

A - Généralités

L'échantillonnage est une méthode d'analyse de signaux ; ce procédé nécessite des signaux répétitifs. Il consiste à superposer au signal (répétitif) à observer des impulsions très brèves (poils) d'amplitude constante. Seul le maximum de ces impulsions est visible sur l'écran de l'oscilloscope. Le signal à analyser est représenté en pointillé et non plus en trace lumineuse continue. Les figures 31, 32, 33 résument brièvement les fonctions et le principe de l'échantillonnage. Les signaux de synchronisation déclenchent un générateur de dents de scie rapides, de période T ; mélangées à une dent de scie lente, elles déclenchent un générateur d'impulsions brèves. Cette dernière dent de scie a pour but de décaler d'une valeur Δt la production des impulsions brèves d'amplitude constante aux instants $0, T + \Delta t, 2T + 2\Delta t, 3T + 3\Delta t \dots$; elle est également appliquée aux plaques de déviation horizontale du tube cathodique. Chaque impulsion brève ou poil est mélangée au signal à étudier. Le signal de sortie du mélangeur est une impulsion brève dont l'amplitude est fonction de l'élongation du signal à l'instant du mélange. L'amplification de ces dernières impulsions nécessite un amplificateur à bande sélective. Ces impulsions sont ensuite allongées pour l'attaque des plaques de déviation verticale.

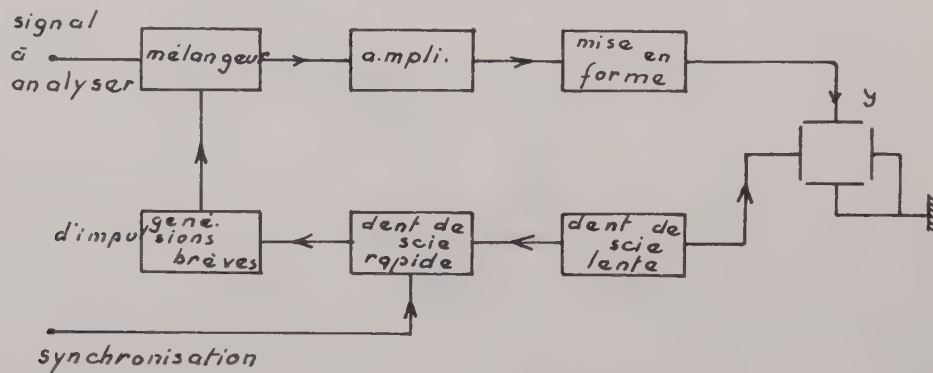


Fig. 31 : Principe de l'échantillonnage.

B - Tête d'échantillonnage du tiroir d'entrée 4 S 2 (figure 34)

Deux impulsions brèves d'échantillonnage de polarités opposées et en phase, délivrées par une diode "snap-off" sont envoyées à deux sommets opposés d'un pont de quatre diodes. Ces diodes sont polarisées en inverse au repos ; les deux impulsions d'échantillonnage les polarisent en direct, le pont restant équilibré. Si un signal est appliqué à un troisième sommet du pont de diodes il se produit un déséquilibre qui se transmet au quatrième sommet. Cette tension de déséquilibre est appliquée à un amplificateur à haute impédance d'entrée (nuvistor). Le signal est ensuite amplifié et allongé par trois amplificateurs successifs. La mémoire est un amplificateur - gain 2 - à haute impédance d'entrée et à contre-réaction capacitive. La mise en mémoire consiste à égaliser les charges de la capacité d'entrée et de la capacité de contre-réaction et ce, pour chaque échantillonnage.

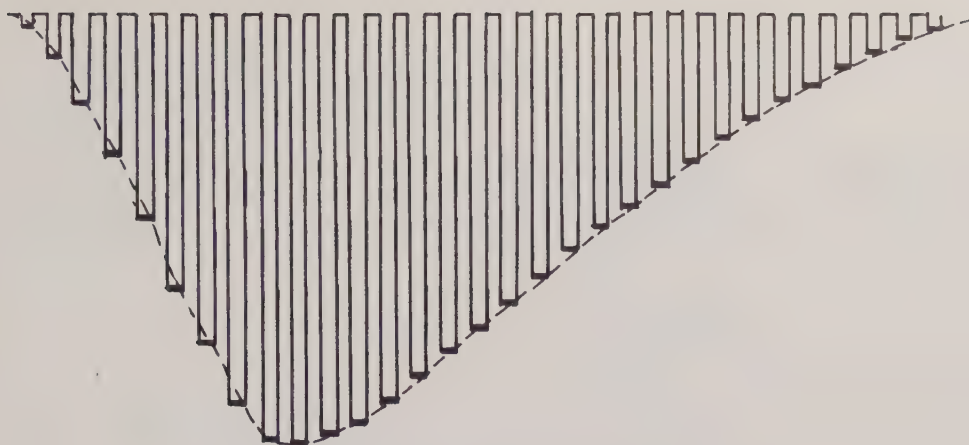


Fig. 32 : Signal analysé.

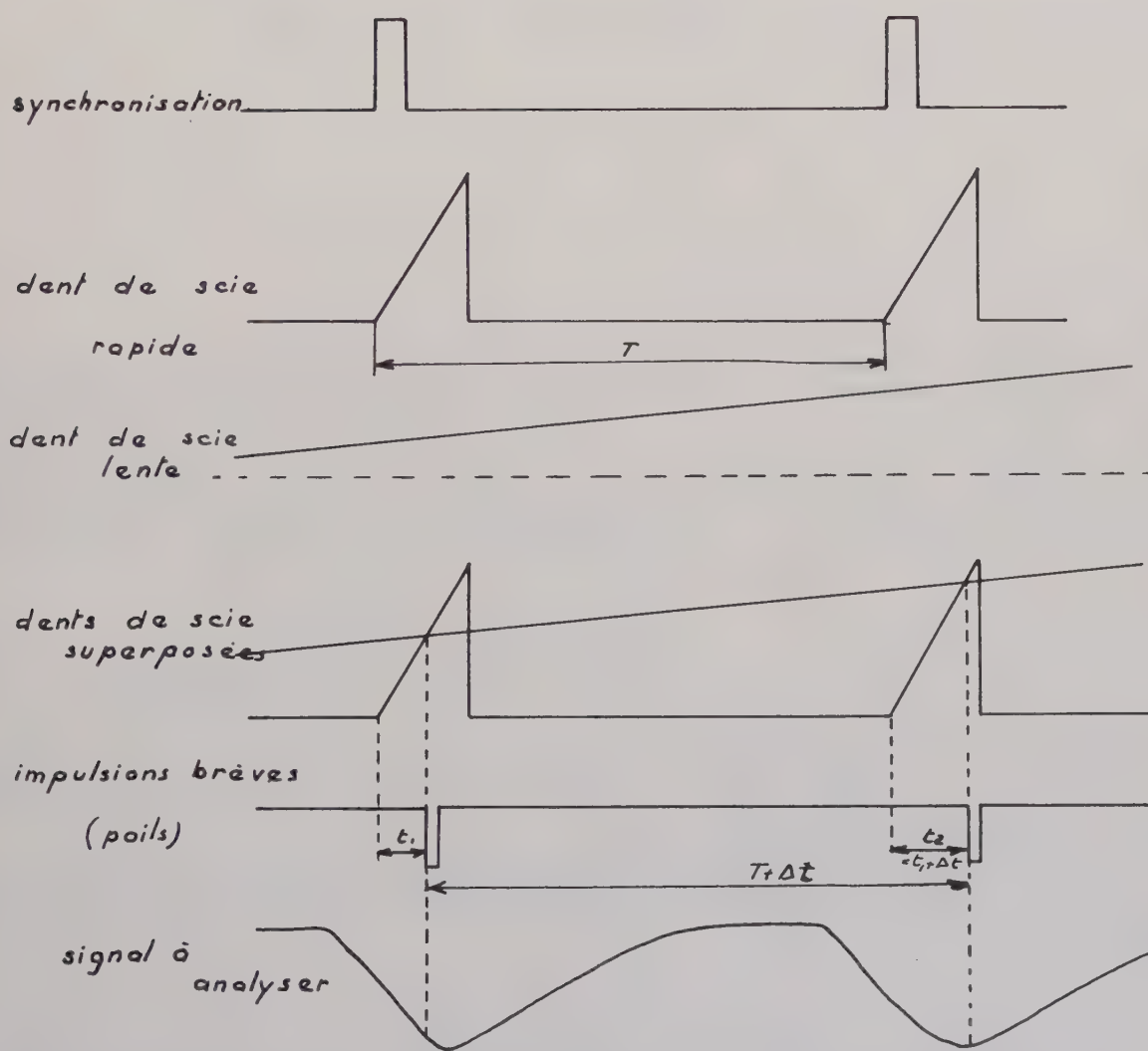
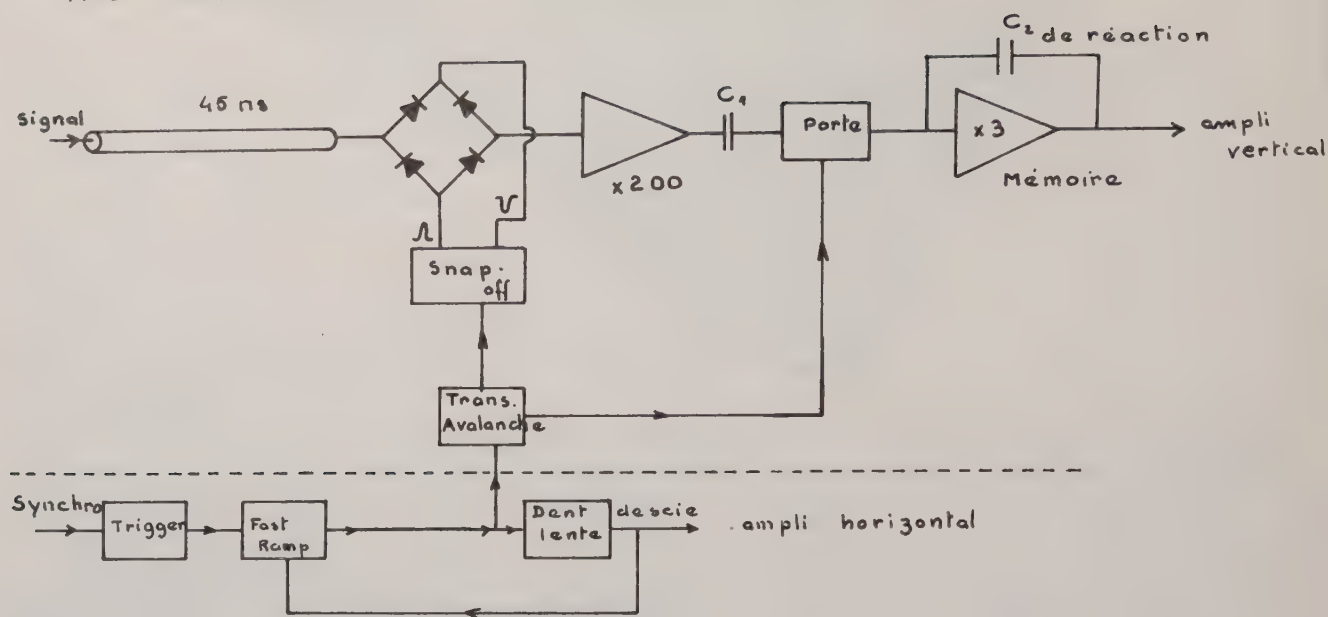


Fig. 33

Tiroir d'entrée : 452



Tiroir base de temps : 5T1A

Fig. 34 : Principe de l'oscilloscope à échantillonnage.

VI.4 - CIRCUIT PORTE - (Figures 35, 36)

Ce circuit est commandé par l'impulsion de synchronisation. Il délivre des impulsions directement utilisables par l'analyseur d'amplitude (type SA 20). L'amplificateur d'entrée de cet analyseur ayant un temps de montée de $0,8 \mu\text{s.}$, nous avons choisi une largeur de $3 \mu\text{s.}$ pour l'impulsion qui lui est appliquée. Les paliers de sortie de la mémoire de l'oscilloscope sont envoyés à l'analyseur par l'intermédiaire d'une porte ouverte par une impulsion de $3 \mu\text{s.}$ Cette impulsion est délivrée par un monostable commandé lui-même par un monostable de retard (2 ms.). Ce dernier a pour but de centrer l'impulsion de $3 \mu\text{s.}$ par rapport au palier. Ce monostable est déclenché par l'impulsion de synchronisation servant à déclencher l'oscilloscope.

VI.5 - TEST DU MONTAGE

Il y a deux tests primordiaux à effectuer : le test de linéarité en amplitude et le test de résolution en amplitude et en temps. La linéarité s'est révélée excellente sur toute la gamme de sensibilité du tiroir d'entrée de l'oscilloscope.

La résolution en temps a été essayée à l'aide d'un générateur ; l'enregistrement de la dispersion ponctuelle étant effectuée en deux points A et B séparés de $0,2 \text{ ns.}$ et de 50 mV. sur le front de l'impulsion du générateur (figure 37).

Sur l'analyseur multicanal nous avons enregistré deux pics de dispersion ayant une largeur à mi-hauteur de 20 canaux et séparés par 80 canaux. Ce résultat montre la sensibilité et la résolution de l'ensemble de montage.

VI.6 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Cet ensemble a été utilisé pour l'étude de la dispersion en divers points de l'impulsion de sortie d'un photomultiplicateur. Celui-ci est éclairé par une source d'impulsions lumineuses brèves du type PEK-118. Cette source s'est avérée très fidèle et très rapide (impulsion lumineuse :

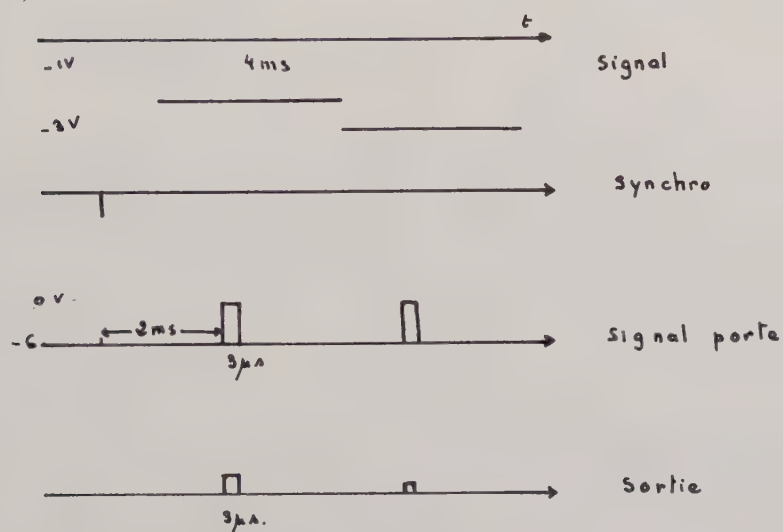
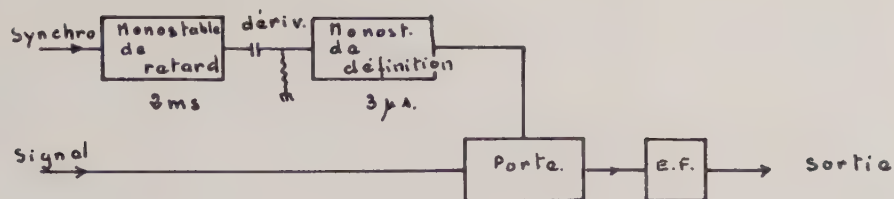


Fig. 35 : Principe d'utilisation du signal pris aux bornes de la mémoire du tiroir 4S2

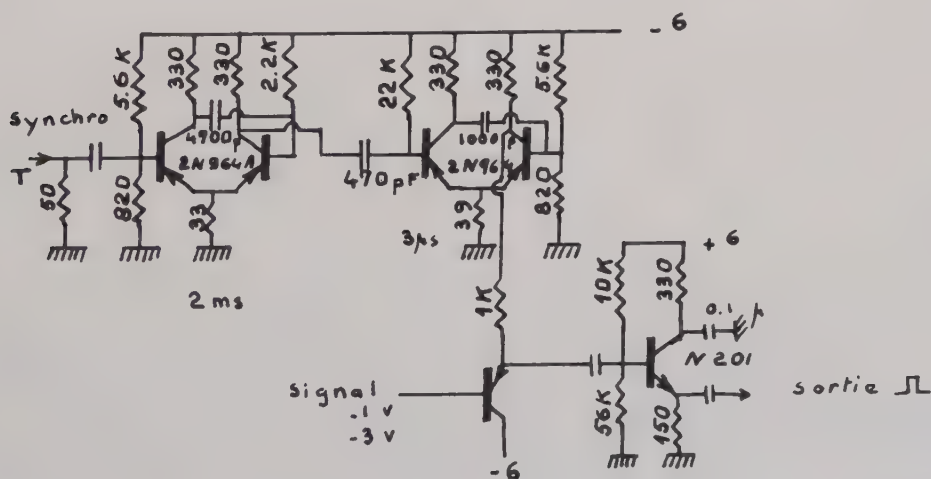


Fig. 36 : - Retard 2 ms
- Définition 3 μs
- Porte
- Emetteur suiveur.

2 ns, de temps de montée). Nous nous sommes uniquement intéressés aux fluctuations des points situés dans le front de montée et au maximum de l'impulsion.

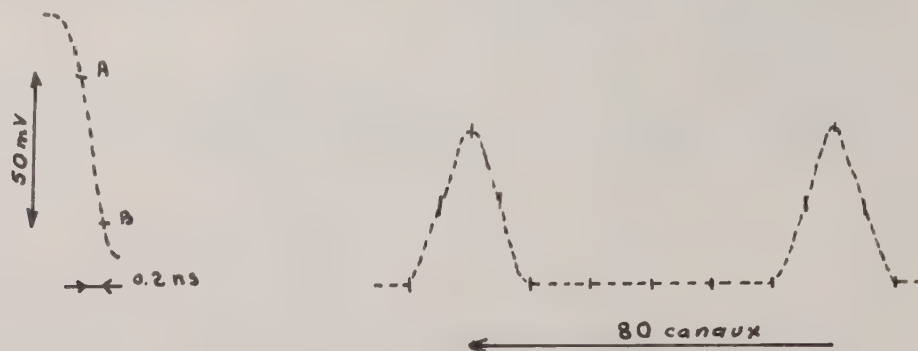


Fig. 37 : Essais, Performances de l'appareillage.

L'expérience a été faite pour trois valeurs différentes de la haute tension de polarisation du photomultiplicateur. Nous avons enregistré le spectre de dispersion pour chaque point. Cette dispersion est exprimée par la largeur à mi-hauteur (σ) comptée en nombre de canaux. Chaque mesure de dispersion a été faite sur un même nombre d'impulsions lumineuses : $2 \cdot 10^5$. La figure 38 représente les impulsions de sortie du photomultiplicateur avec en abscisse le numéro d'identification des points étudiés. Il a été mesuré pour chaque impulsion les dispersions de vingt quatre points dans le front de montée de l'impulsion.

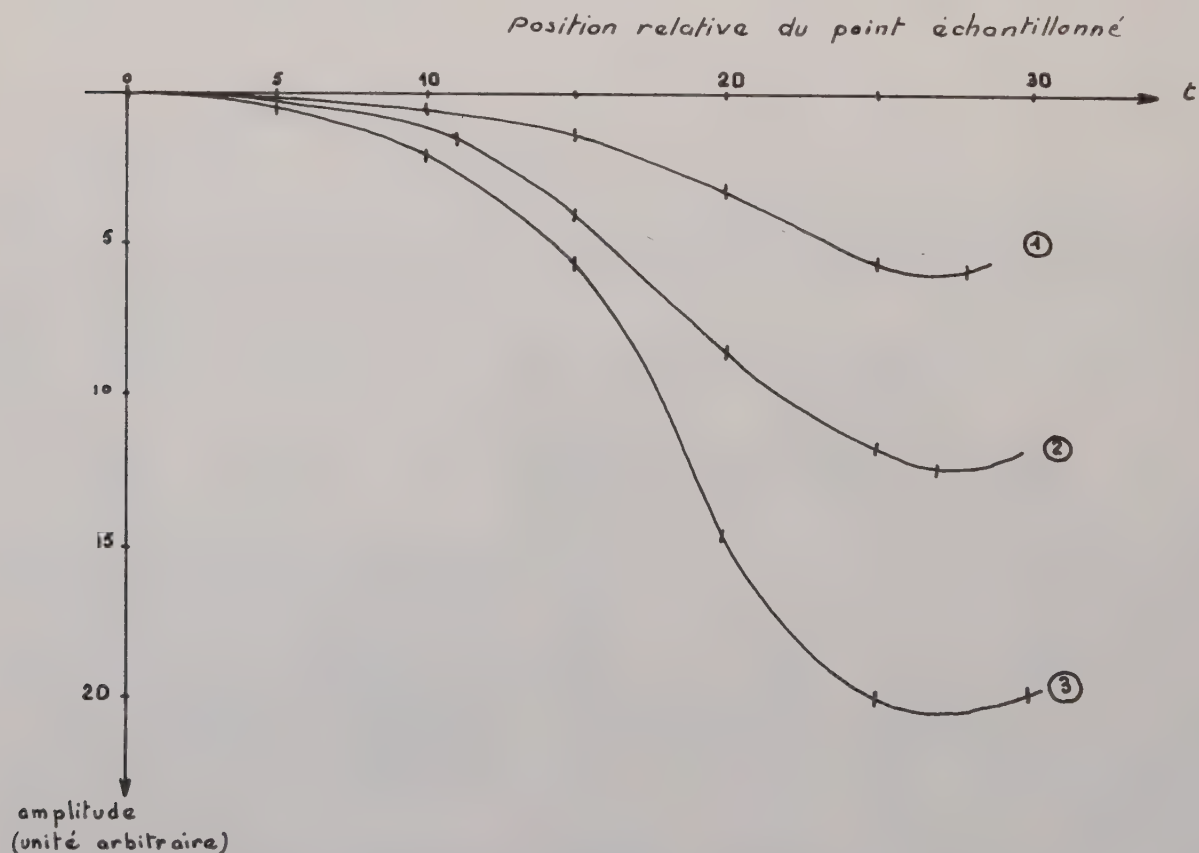


Fig. 38 : Impulsions de sortie du P.M. pour 3 tensions de polarisation.

- ① H.T = 2 200 V
- ② H.T = 2 250 V
- ③ H.T = 2 300 V

La figure 39 est la courbe exprimant les largeurs à mi-hauteur des différents spectres pour l'impulsion 1. En abscisse nous avons les numéros d'identification de chaque point. La figure 40 exprime la dispersion relative de l'élongation du signal au point étudié $\left(\frac{\sigma}{a}\right)$ et ce pour les trois valeurs différentes de haute tension.

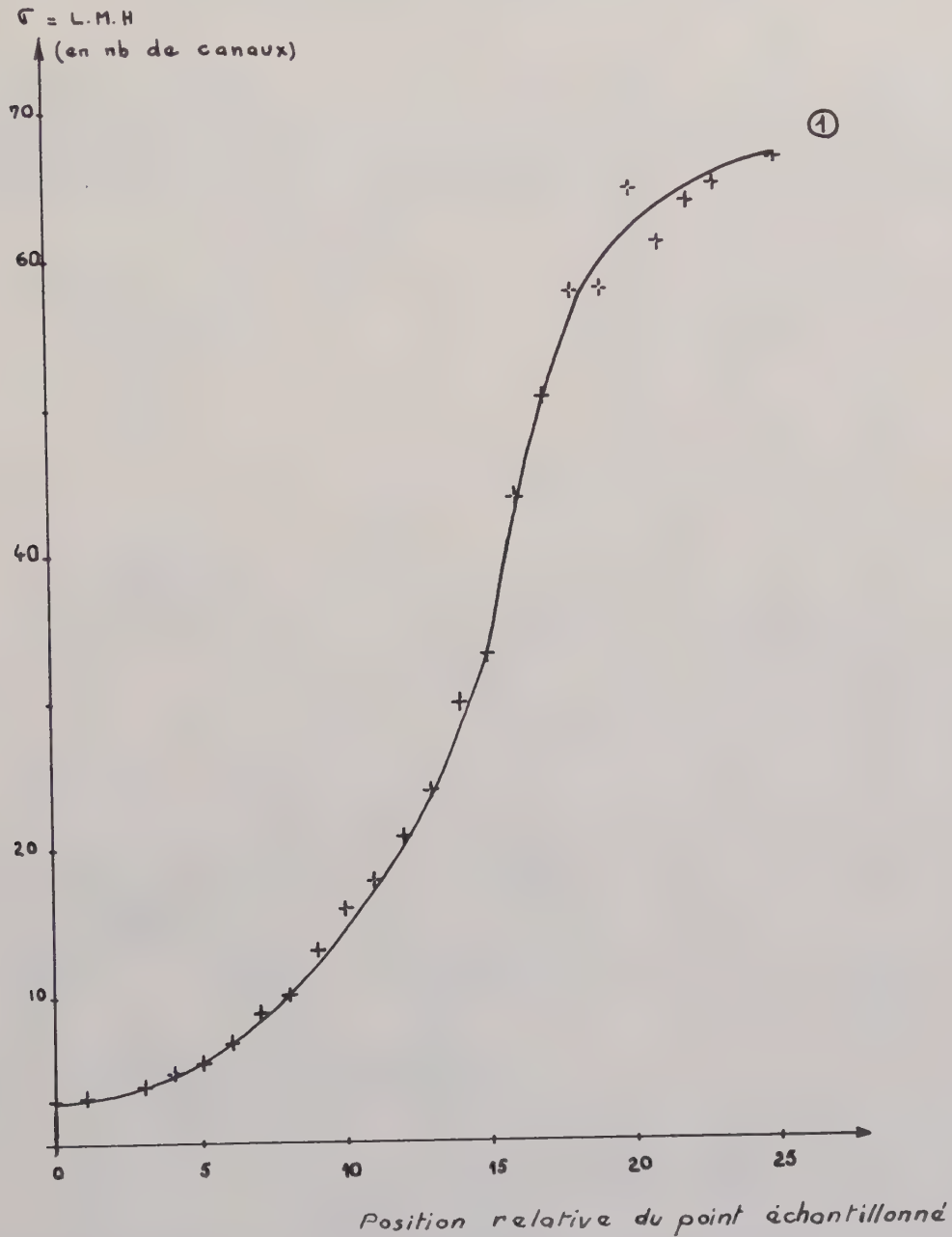


Fig. 39 : Dispersion Absolue.

VI.7 - CONCLUSIONS

La courbe expérimentale la plus intéressante est celle où sont exprimées les dispersions relatives (figure 40). En effet, nous nous apercevons que pour les faibles amplitudes du signal la dispersion absolue est minimale mais la dispersion relative est maximale. On en déduit qu'il est fortement déconseillé, pour obtenir une bonne résolution, d'employer directement un circuit à

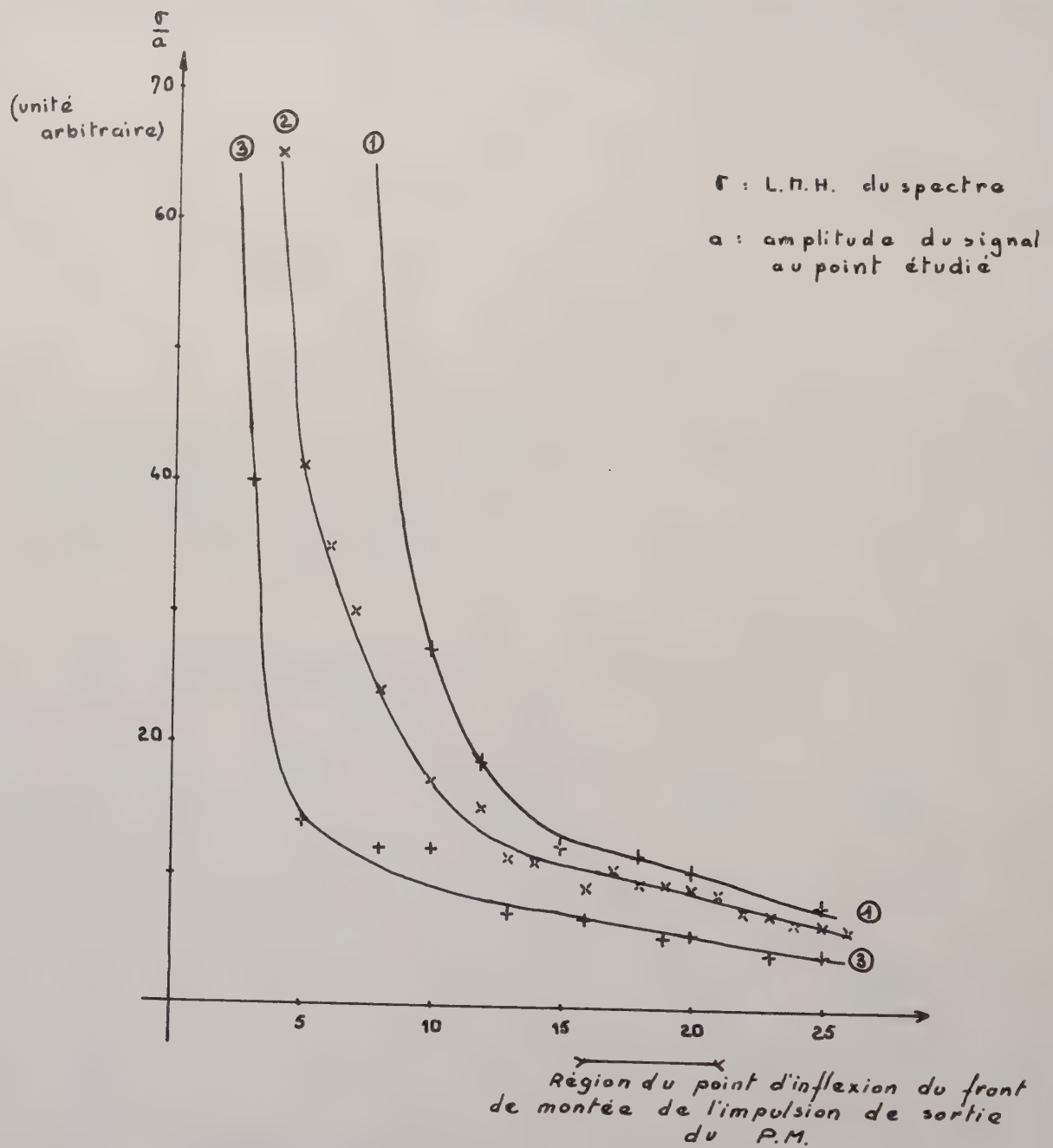


Fig. 40 : Dispersion Relative à l'amplitude du signal au point étudié.

seuil à la sortie du photomultiplicateur. Cette courbe 40 nous donne un renseignement encore plus précis. En effet, de par sa forme nous voyons qu'il existe un certain nombre de points dont la dispersion relative est presque constante ($\frac{\sigma}{a}$ # cte.) et minimale. Or la dispersion absolue étant une fonction croissante il apparaît que les points à dispersion absolue minimale et à dispersion relative minimale sont les points situés dans la région du point d'inflexion de l'impulsion de sortie du photomultiplicateur. Cette région peut être physiquement atteinte par une double dérivation et détectée par un détecteur de zéro.

CHAPITRE VII

ÉTUDE DE LA DISPERSION EN TEMPS DES SIGNAUX DE PHOTOMULTIPLICATEUR

Dans l'expérience précédente, nous avons enregistré la statistique de dispersion ponctuelle par mesure d'élongation à des instants fixés. Cela nous a donné, en fait, l'ensemble des deux spectres de dispersion en amplitude et en temps. Il doit être équivalent d'enregistrer cette statistique de dispersion par la mesure des fluctuations de temps pour des élongations constantes (figure 41). C'est ce que nous avons vérifié, la figure 42 indique le principe de l'expérience.

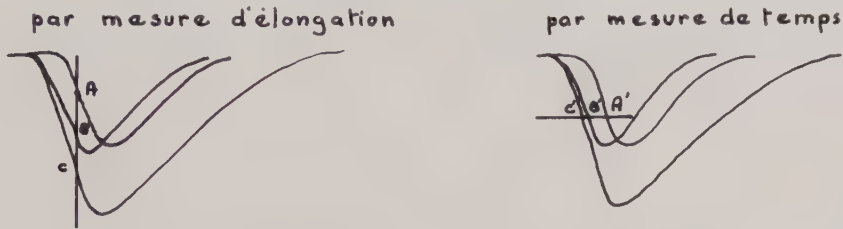


Fig. 41 : Etude de la dispersion ponctuelle.

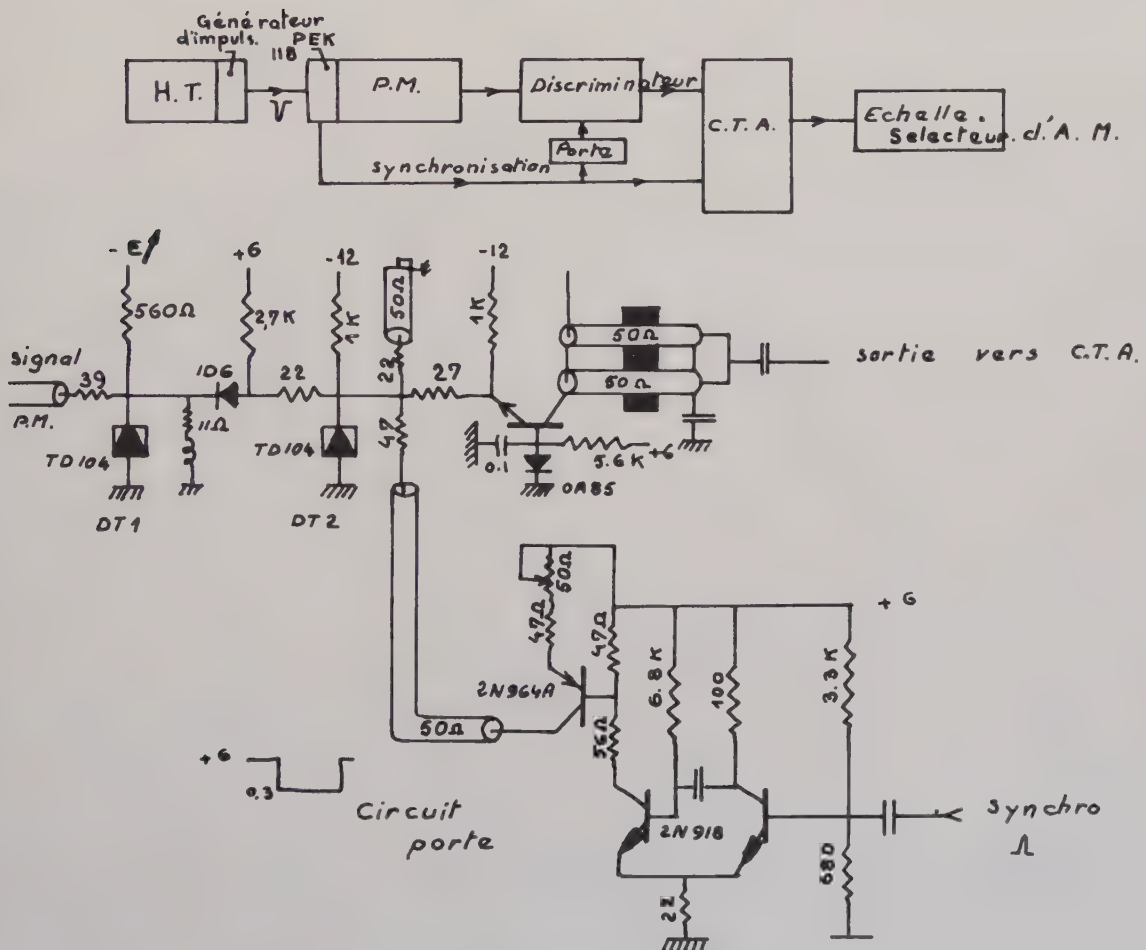


Fig. 42 : Circuit Discriminateur.

Un discriminateur à seuil variable est déclenché par l'impulsion de sortie du photomultiplicateur. On étudie la dispersion en temps qui existe entre l'impulsion de synchronisation du générateur de lumière et l'impulsion de sortie du discriminateur avec un convertisseur temps-amplitude. (Van Zurk (17)).

Le spectre est enregistré par un analyseur d'amplitude multicanal. La figure 42 représente le circuit discriminateur validé par une porte déclenchée par la synchronisation. Cette porte a pour fonction d'éviter tout comptage de discrimination d'impulsions de bruit de fond.

Les résultats expérimentaux sont indiqués par les figures 43 et 44. La figure 44 exprime la dispersion absolue en fonction des points étudiés, ces points sont repérés par l'échelle des temps. La dispersion est mesurée par la largeur à mi-hauteur du spectre enregistré en chaque point. Nous remarquons que cette courbe est identique à celle déjà obtenue (figure 39) lors de l'analyse de la dispersion par mesure d'élongation. C'est une courbe croissante présentant une saturation pour les points correspondant à la région du maximum de l'impulsion. Comme précédemment nous sommes conduits à en déduire les mêmes conclusions en ce qui concerne la région des points à fluctuation relative minimale. Cette région du point d'inflexion est donc une partie de l'impulsion qui doit permettre de réaliser des ensembles tendant à améliorer la résolution en temps des systèmes de détection par photomultiplicateurs.

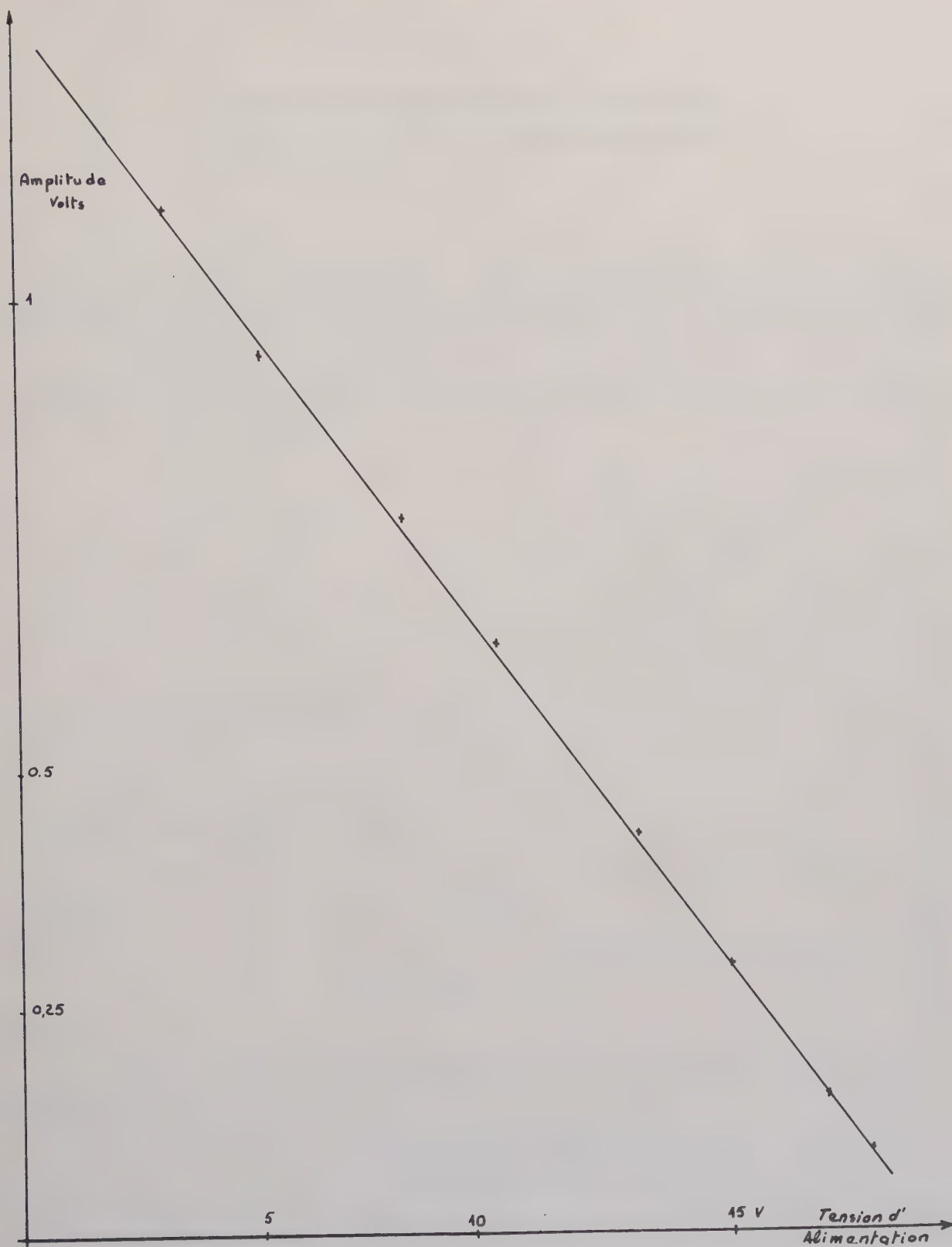


Fig. 43 : Courbe d'étalonnage du Discriminateur (pour mesure de dispersion en temps avec C.T.A.)

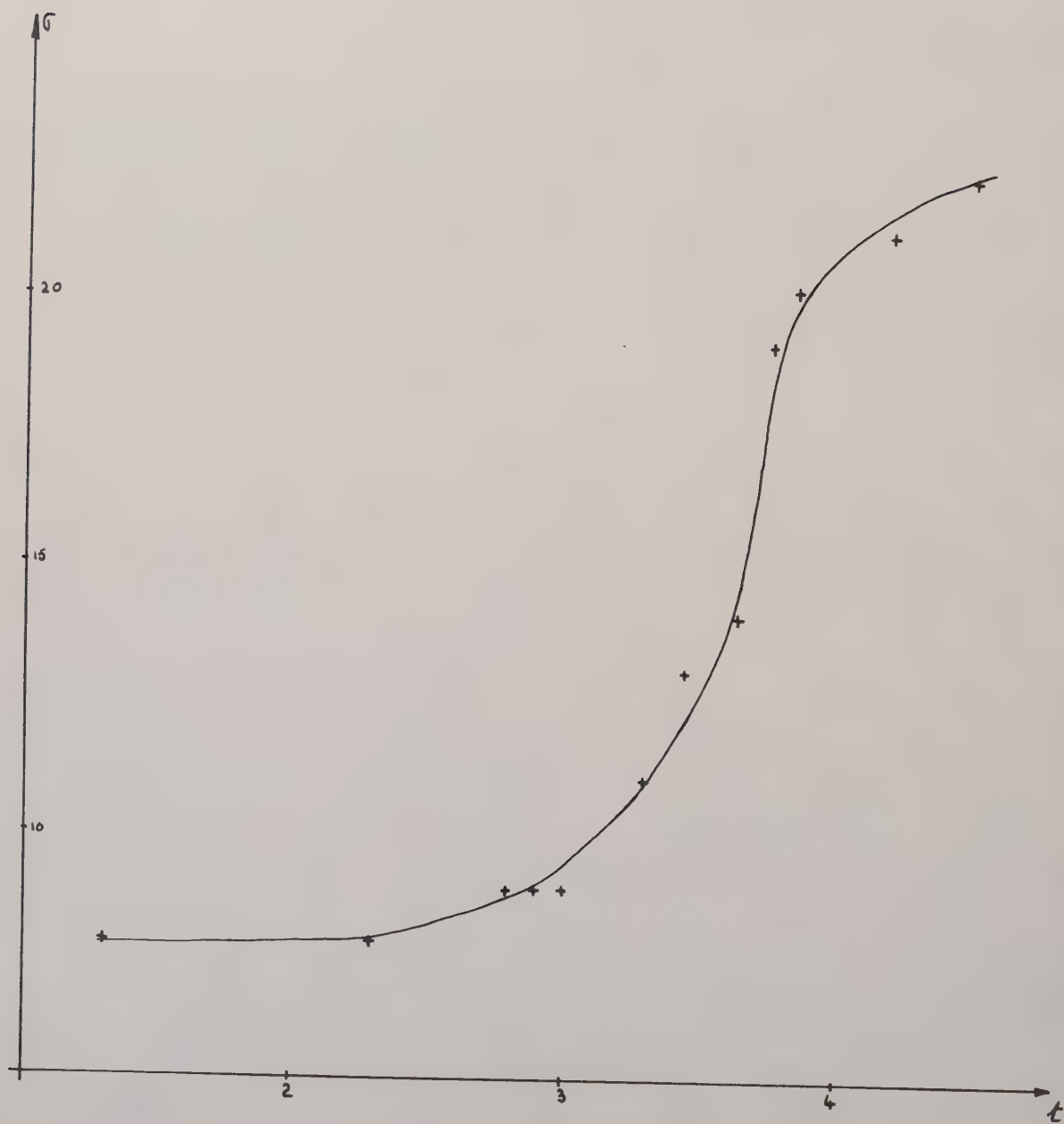


Fig. 44 : Dispersion absolue (par mesure de temps).

CHAPITRE VIII

DISPERSION D'ÉLONGATION AU MAXIMUM DU SIGNAL D'UN PHOTOMULTIPLICATEUR

Nous avons remarqué (figure 39) que la courbe exprimant la dispersion absolue présente un phénomène de saturation pour tous les points situés dans la région du maximum de l'impulsion. Cette configuration particulière nous a conduit à rechercher l'origine des fluctuations statistiques au maximum de l'impulsion : fluctuations en temps ou en amplitude.

Afin de se soustraire aux fluctuations en temps, le procédé utilisé consiste à étudier les fluctuations d'énergie. Notre étude a donc pour but de comparer les spectres de dispersion en amplitude (figure 45) et de dispersion en énergie (figure 46).

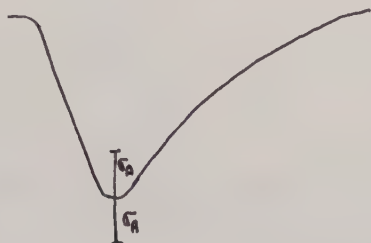


Fig. 45 : Dispersion d'élongation au maximum.

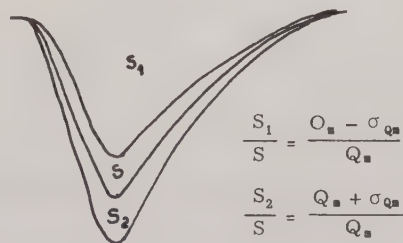


Fig. 46 : Dispersion en énergie.

VIII.1 - THEORIE

a) Rappel sur la loi statistique "Normale"

Si une variable aléatoire X suit une loi normale $N(m, \Gamma)$, la variable $\frac{X - m}{\Gamma}$ suit une loi normale de moyenne 0 et d'écart moyen quadratique 1.

la probabilité

$$P\left(\left|\frac{X - m}{\Gamma}\right| > 1\right) \approx 30 \%$$

donc :

$$P(|X - m| > \Gamma) \approx 30 \%$$

c'est-à-dire :

$$P(X - m > \Gamma) = 15 \%$$

$$P(X - m < \Gamma) = 15 \%$$

Si l'on prend comme définition pratique de la dispersion la largeur à mi-hauteur (σ) du spectre et non plus l'écart moyen quadratique Γ

$$\sigma = 2,35 \Gamma$$

la probabilité

$$P(X - m > \sigma) = 0,94 \%$$

et

$$P(X - m < \sigma) = 0,94 \%$$

Le principe de la mesure des fluctuations au maximum est identique à l'expérience décrite en VII. σ_A est la largeur à mi-hauteur du spectre de dispersion au maximum.

b) Fluctuations d'énergie

La variable aléatoire envisagée est l'énergie Q de l'impulsion. Elle a une moyenne Q_m et un écart moyen quadratique Γ_m . Cette variable suit une loi normale $N(Q_m, \Gamma_m)$. Si nous intégrons l'impulsion du photomultiplicateur et si nous l'amplifions nous avons une grandeur qui est une variable aléatoire proportionnelle à l'énergie Q , soit donc kQ ; cette variable obéit à une loi normale $N(kQ_m, k\Gamma_m)$.

L'énergie d'une impulsion est représentée par sa surface, soit S la surface de l'impulsion moyenne, soit S_1 la surface de l'impulsion dont l'énergie est inférieure de Γ_m à la moyenne Q_m , soit S_2 la surface de l'impulsion dont l'énergie est supérieure de Γ_m à la moyenne (voir figure 46). Nous avons donc :

$$\frac{Q_m - \Gamma_m}{Q_m} = \frac{S_1}{S}$$

et :

$$\frac{Q_m + \Gamma_m}{Q_m} = \frac{S_2}{S}$$

Or, les grandeurs mesurables sont kQ et $k\Gamma_m$, nous voyons que du point de vue théorie :

$$\frac{kQ_m - k\Gamma_m}{kQ_m} = \frac{Q_m - \Gamma_m}{Q_m} = \frac{S_1}{S}$$

Nous pouvons donc opérer avec des grandeurs proportionnelles, ceci du seul fait que la loi normale admet la proportionnalité et la translation. Nous pouvons faire le même raisonnement avec la largeur à mi-hauteur σ_m .

Si nous traçons sur un même graphique l'impulsion moyenne observée à l'oscilloscope, la largeur σ_A du spectre de dispersion en amplitude du maximum de l'impulsion et d'autre part les impulsions de surface S_1 et S_2 correspondant aux fluctuations d'énergie, nous pourrions ainsi comparer les différences de spectre.

En effet, si les fluctuations d'élongation au maximum de l'impulsion sont indépendantes des fluctuations en temps, les spectres de dispersion d'élongation et d'énergie sont identiques. Si au contraire le spectre de dispersion au maximum de l'impulsion est dû, en partie, à des fluctuations de temps, le spectre de dispersion d'énergie est inférieur au spectre des fluctuations combinées en temps et en élongation.

VIII.2 - EXPERIENCE

1/ Enregistrement de la dispersion d'élongation au maximum de l'impulsion. L'expérience est identique à celle réalisée au paragraphe VII ; elle est effectuée pour un seul point. On relève à l'oscilloscope le graphe de l'impulsion moyenne de sortie du photomultiplicateur ; on note sur l'analyseur multicanal la dispersion σ_A .

2/ Enregistrement de la dispersion en énergie. Après intégration du signal de sortie du photomultiplicateur (intégrateur figure 59), on relève à l'analyseur d'amplitude multicanal la dispersion en énergie σ_Q .

En appliquant les résultats théoriques du paragraphe VIII-1 nous pouvons tracer sur un même graphe ;

- l'impulsion moyenne de sortie du photomultiplicateur
- la dispersion d'élongations au maximum de l'impulsion, représentée par un intervalle $\pm \sigma_A$ par rapport au maximum.
- la dispersion en énergie représentée par deux courbes dont les surfaces S_1 et S_2 sont reliées à la surface de l'impulsion moyenne par les formules du paragraphe VIII-1 en fonction de σ_Q .

VIII.3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

La figure 47 représente la construction précitée. L'hypothèse que nous avons émise précédemment se trouve remarquablement vérifiée : la dispersion au maximum de l'impulsion est uniquement une dispersion d'élongation, la dispersion en temps n'intervient nullement dans son spectre.

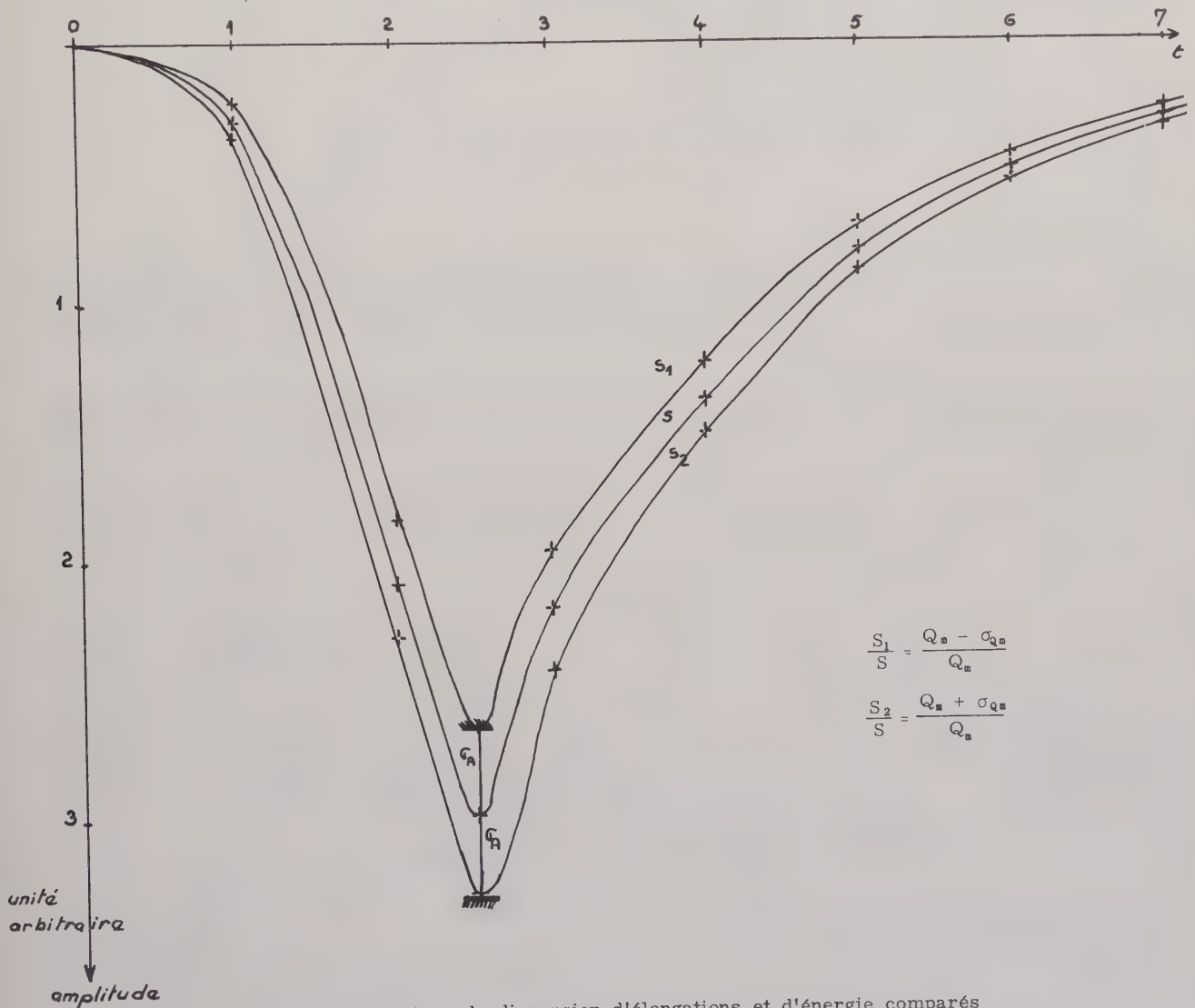


Fig. 47 : Spectres de dispersion d'élongations et d'énergie comparés

Si l'on se réfère maintenant à la courbe de dispersion absolue représentée figure 39 on peut localiser l'effet des dispersions en temps et en élongation. Au début de l'impulsion, la dispersion est uniquement une dispersion en temps, elle reste constante pour le quart du front de montée ; ensuite la dispersion absolue croît rapidement, on peut attribuer cette augmentation rapide de la dispersion au fait que la dispersion d'élongations se superpose à la dispersion en temps. Au sommet de l'impulsion la dispersion absolue présente une saturation, cette dispersion correspond à une dispersion d'élongations pure.

CHAPITRE IX

RÉALISATION DE SYSTÈMES AMÉLIORANT LA RÉOLUTION EN TEMPS

Comme conséquence de l'étude précédente nous nous sommes intéressés essentiellement à l'expérimentation de systèmes basés sur la différentiation de l'impulsion de sortie du photomultiplicateur. Les principes utilisés seront de divers ordres :

- une différentiation par câbles
- une différentiation par capacité
- deux différentiations par câbles
- une différentiation par câbles avec compensation par l'énergie.

IX.1 - APPAREILLAGE UTILISE

Pour toutes les opérations de mise en forme répertoriées ci-dessus nous avons utilisé comme montage expérimental une source de ^{60}Co couplée à deux photomultiplicateurs 56 AVP munis de scintillateurs plastique ($\phi : 2,5 \text{ cm.}$, $h : 2,5 \text{ cm.}$). Les liaisons détecteurs-mise en forme sont faites par 50 mètres de câble co-axial 50Ω .

Le principe d'expérimentation pour chaque test de mise en forme est représenté sur la figure 48. Les discriminateurs D_1 et D_2 fixent les seuils pour lesquels les voies séries du convertisseur sont validées.

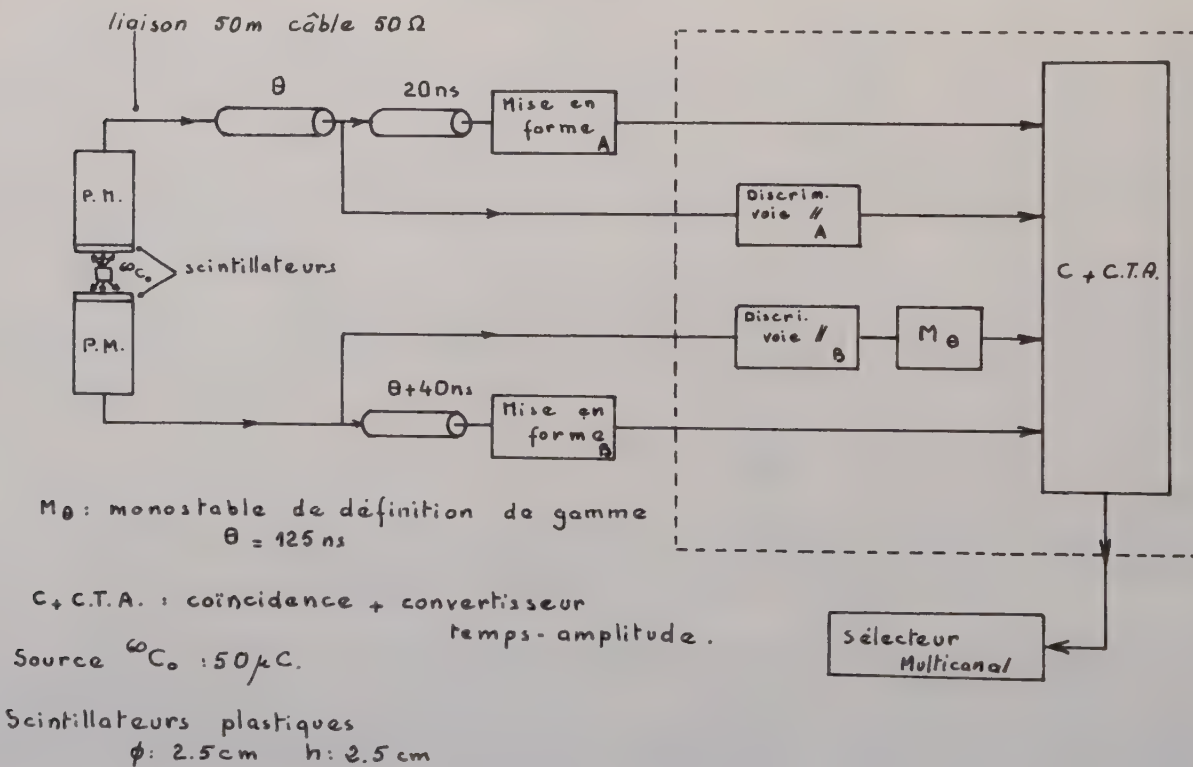


Fig. 48 : Montage expérimental.

IX.2 - MISE EN FORME PAR UNE DIFFERENTIATION

Le principe de la différentiation par câbles est utilisé depuis longtemps. Il a pour but essentiellement de diminuer les fluctuations d'amplitudes. En effet, pour des impulsions synchrones ayant un même temps de montée (figure 49) le passage à zéro des impulsions dérivées se fait au même instant t . L'influence des variations d'amplitude ne peut être entièrement supprimée car la détection du passage à zéro se fait par un discriminateur. Dans l'exemple de la figure 49 il est nécessaire de détecter le signal dérivé par un seuil positif. Les fluctuations sont réduites dans de fortes proportions mais non annulées.

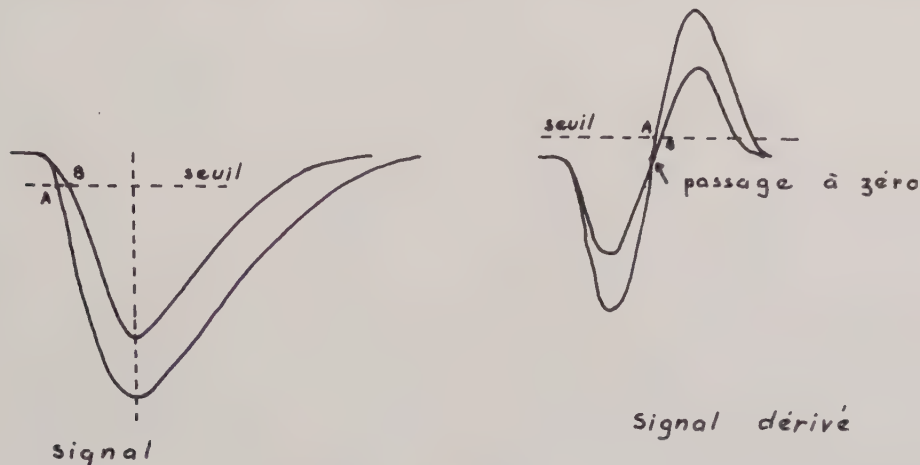


Fig. 49

La figure 50 représente le dispositif pratique de différentiation ne comportant que des éléments passifs. Le principe de la différentiation est de mélanger des signaux de polarités opposées et retardés l'un par rapport à l'autre. Le retard a été fixé de façon à obtenir la meilleure résolution. La figure 51 représente le spectre en temps de la source, la détection étant faite sans mise en forme. La figure 52 donne le taux de comptage en fonction des seuils affichés sur les deux voies du convertisseur temps-amplitude. Cette caractéristique nous permet d'évaluer les pertes de comptage en fonction des conditions d'amplitude exigées.

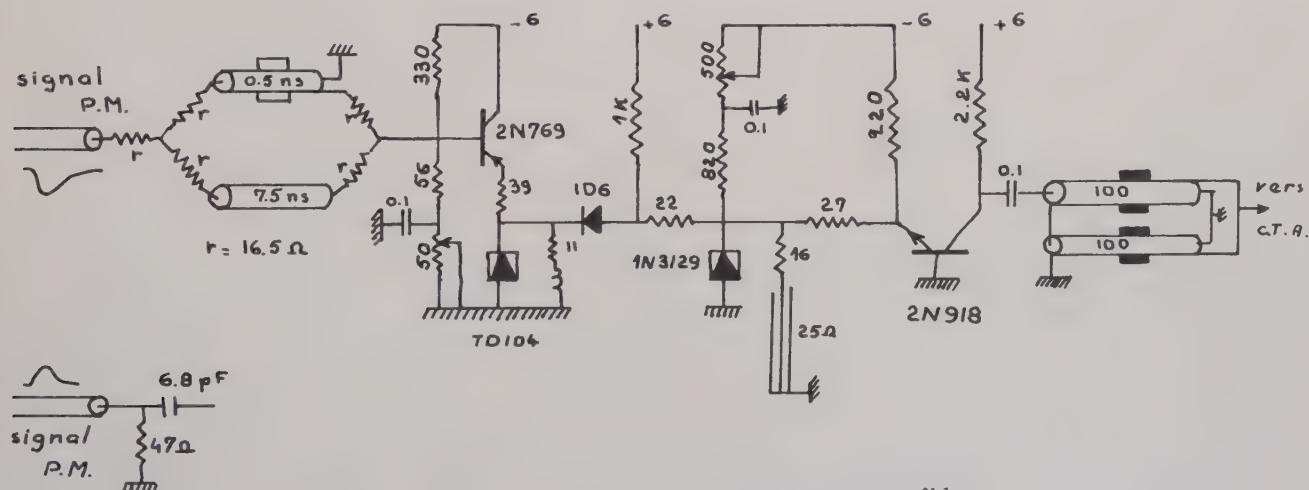


Fig. 50 : Mise en forme par une dérivation { par câbles
par capacité

La figure 53 permet de sélectionner le retard optimal entre impulsion et impulsion inversée-retardée ; il est de 7,5 ns. Les spectres de la figure 54 ont été obtenus avec ce retard et pour différents seuils du convertisseur. Pour de faibles seuils on constate un fort élargissement des courbes de résolution, ceci est dû au fait que l'on admet (par les voies parallèles) sur les voies séries du convertisseur :

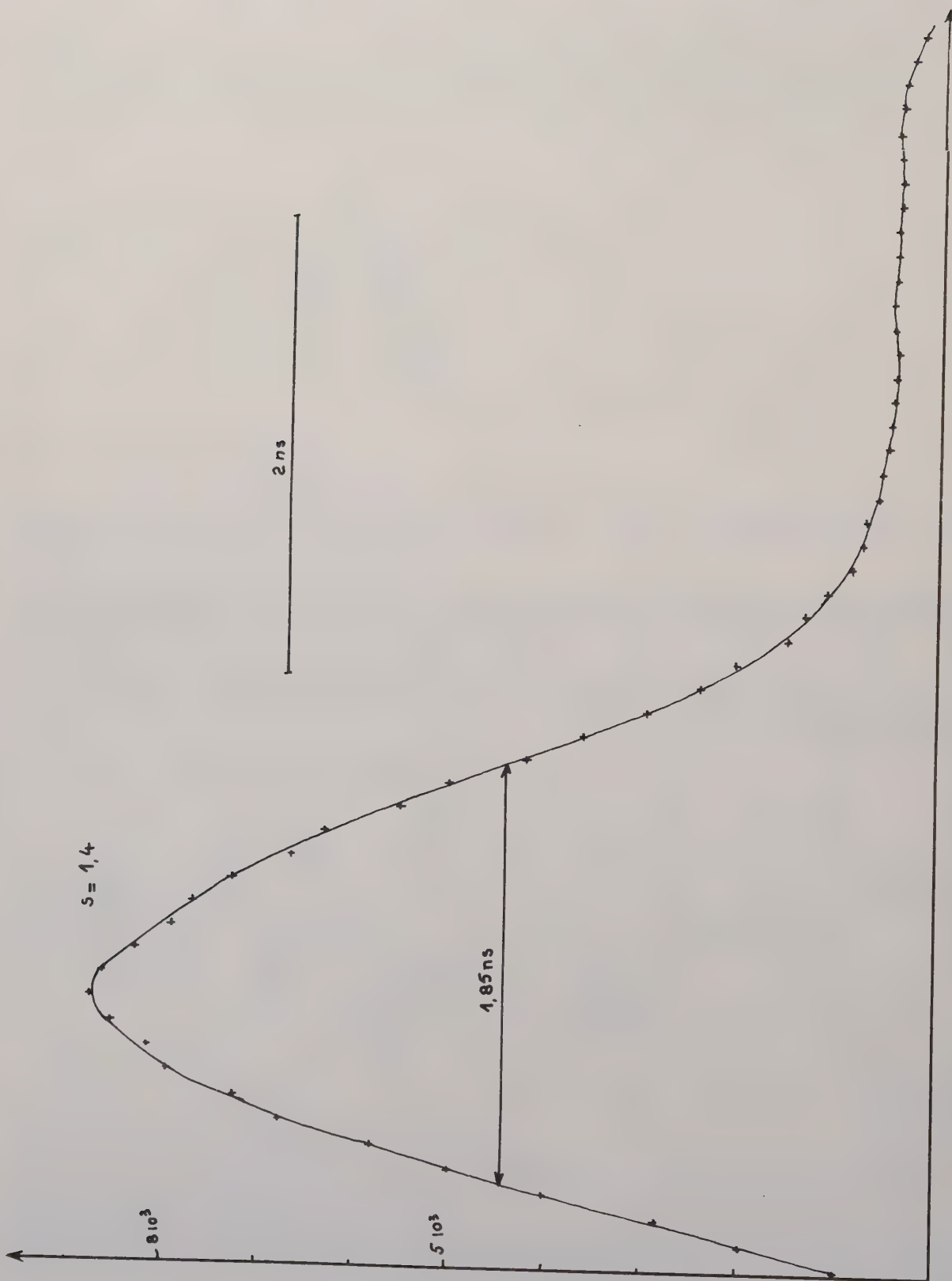


Fig. 51 : Spectre sans Mise en forme
 ^{60}Co (γ, γ)

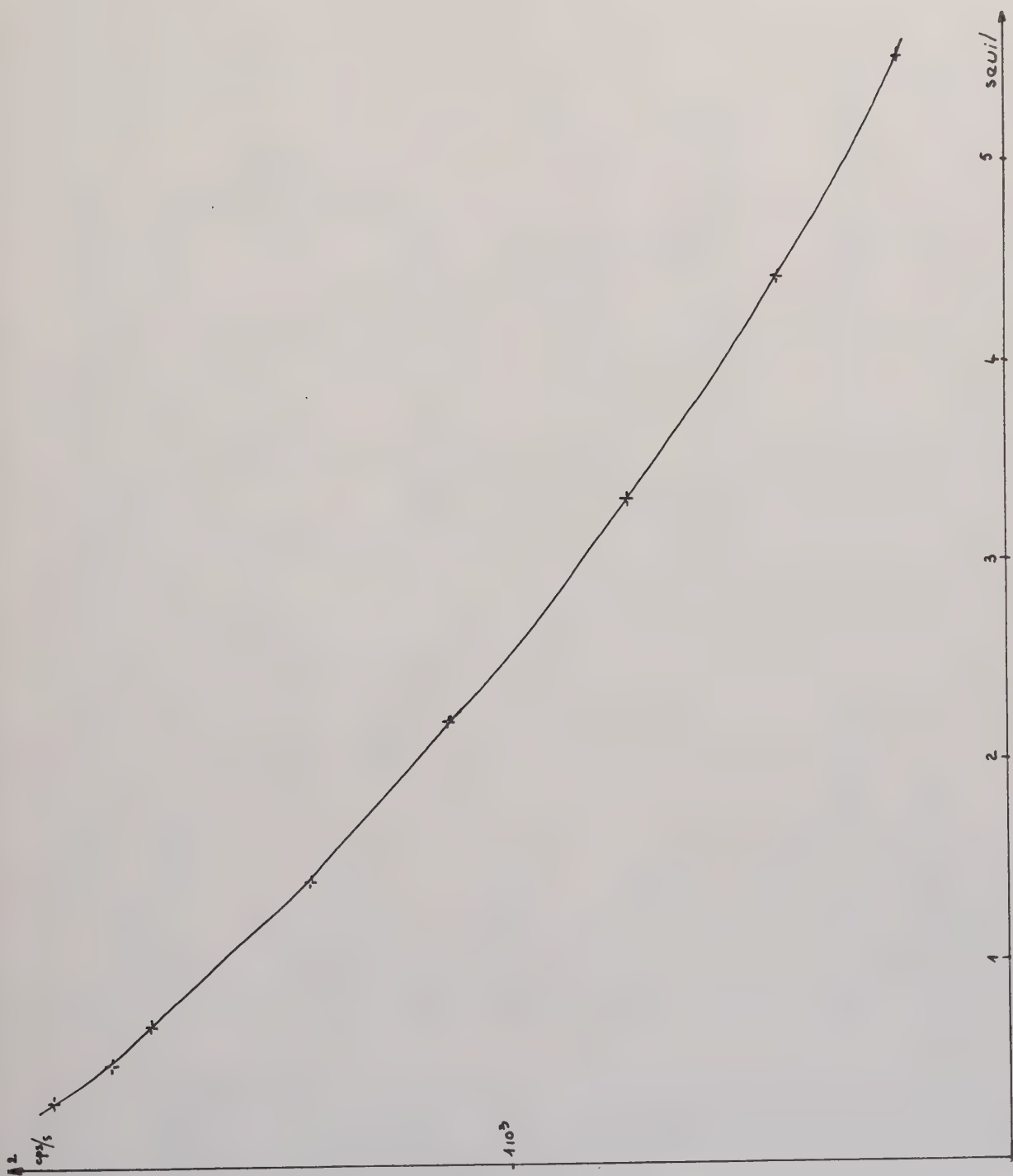


Fig. 52 : Taux de comptage du C.T.A. en fonction du seuil.



même seuil sur les
2 voies du sélecteur:
2,2.

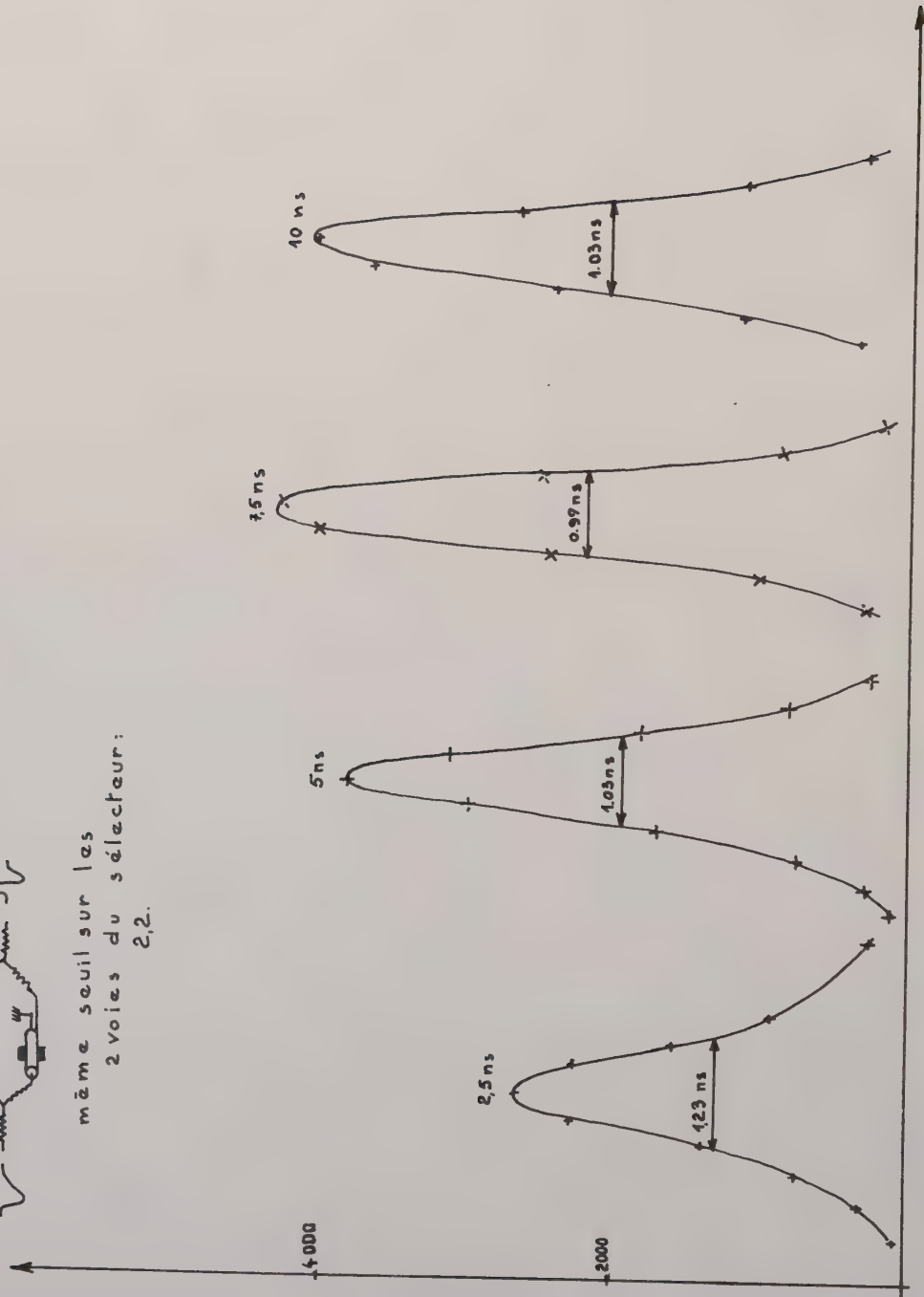


Fig. 53 : Temps de Résolution en fonction du Retard. (1 seule dérivation par câbles).

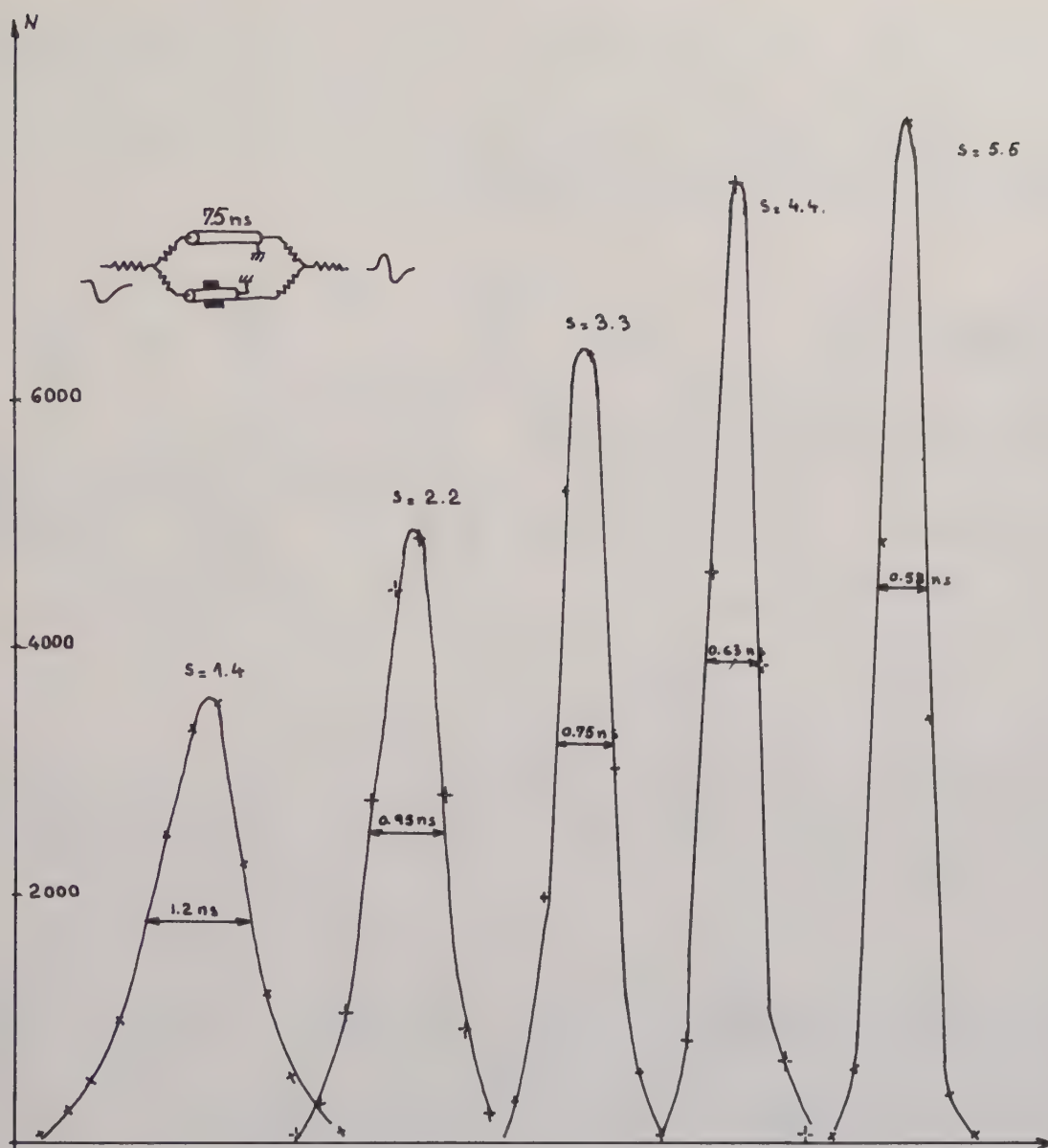


Fig. 54 : Temps de Résolution en fonction du Seuil. (1 Dérivation : retard 7,5 ns),

- une plus large distribution du spectre d'énergie auquel correspond une plus large distribution en amplitude.

- de faibles impulsions correspondant à de faibles énergies perdues dans le scintillateur et dont les fronts de montée fluctuent statistiquement.

Il a été essayé d'autre part la dérivation de l'impulsion de sortie du photomultiplicateur par circuit R.C. Cette mise en forme donne exactement les mêmes résultats que la dérivation par câbles ; elle a pour inconvénient d'affaiblir le signal, l'impédance de la source n'étant pas négligeable devant l'impédance d'utilisation. Par la suite lorsque nous dériverons un signal, nous le ferons donc par câbles.

IX.3 - MISE EN FORME PAR DOUBLE DERIVATION

Afin de vérifier que la région du point d'inflexion du front de montée d'un signal a une dispersion relative minimale, nous avons différencié deux fois l'impulsion de sortie du photomultiplicateur. Le principe (figure 55) est toujours basé sur la dérivation par câbles de longueurs expérimentalement fixées. Les deux dérivation sont faites successivement et séparées par un transistor base à la masse. Le spectre obtenu dans les mêmes conditions que précédemment est reproduit figure 56. On remarque qu'il y a une amélioration de résolution pour tous les seuils. Cette amélioration est très nette pour les faibles seuils, c'est-à-dire dans le cas où l'on admet une très large distribution des impulsions à analyser ; la résolution passe de 1,2 à 0,87 ns.

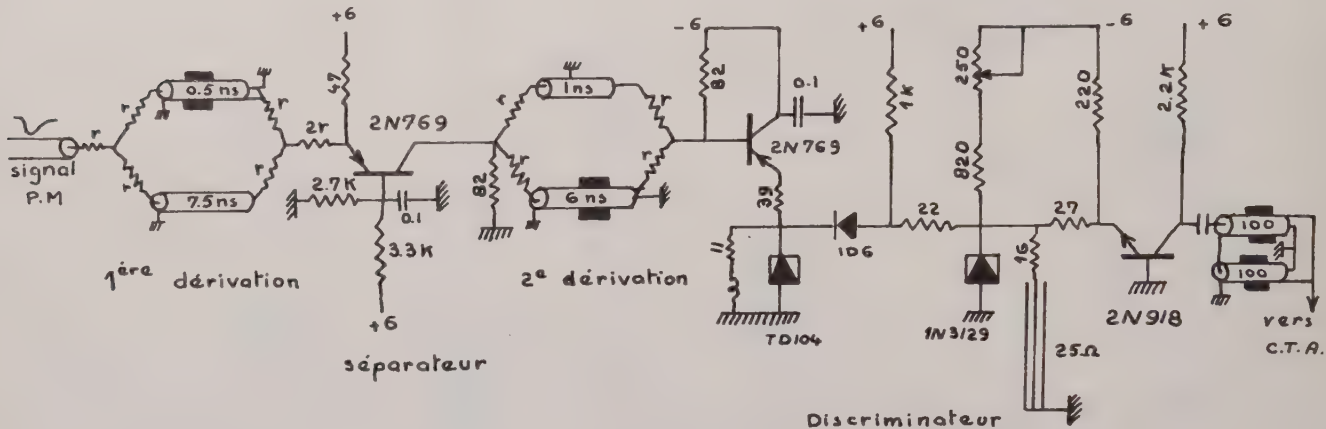


Fig. 55 : Mise en forme par deux dérivation.

Toutefois nous nous sommes rendus compte que la dérivation est une notion mathématique difficilement réalisable. Toute amélioration de résolution obtenue intrinsèquement par dérivation est accompagnée d'une légère intégration inhérente à l'appareillage. C'est pourquoi il faut chercher une mise en forme constituée essentiellement d'éléments passifs ou d'éléments qui n'altèrent en aucun cas le signal du photomultiplicateur.

IX.4 - MISE EN FORME PAR DERIVATION ET INTEGRATION

Wienzierl (8) (afin de réduire les fluctuations en temps dues à la détection du passage à zéro par un discriminateur à seuil) a employé un circuit de mise en forme tel que la discrimination est faite à un instant correspondant à une fraction déterminée de l'amplitude du signal.

Van Zurk (17) lie l'instant de détection à l'énergie de l'impulsion. Pour cela une partie de l'impulsion initiale est mélangée à l'autre partie du signal après intégration.

Afin de cerner le point d'inflexion nous avons mélangé (comme l'indique la figure 57) l'impulsion dérivée à l'impulsion intégrée. Cela revient à discriminer le signal dérivé à des instants correspondant à une proportion fixe mais réglable de l'énergie de l'impulsion de sortie du photomultiplicateur. Les figures 58 et 59 indiquent les montages d'amplification (18), d'intégration, de mélange et de discrimination.

La figure 60 représente le spectre obtenu avec cette mise en forme. On note la très nette amélioration de résolution par rapport aux mises en forme précédemment expérimentées. Le fait le plus important à remarquer est que la résolution obtenue est peu sensible aux seuils du convertisseur temps-amplitude. En effet, la résolution passe de 0,442 ns. à 0,356 ns. pour des seuils de 1,4 à 5,5. Cela revient à dire que la mise en forme ainsi exploitée est pratiquement insensible à la distribution d'amplitude. On est donc conduit à en déduire que la dispersion observée est uniquement due aux dispersions en temps. En effet la résolution obtenue est très proche des fluctuations de temps de transit indiquées par le constructeur.

La figure 61 compare les spectres sans mise en forme et avec la mise en forme décrite au paragraphe IX.4, les spectres sont normalisés en surface.

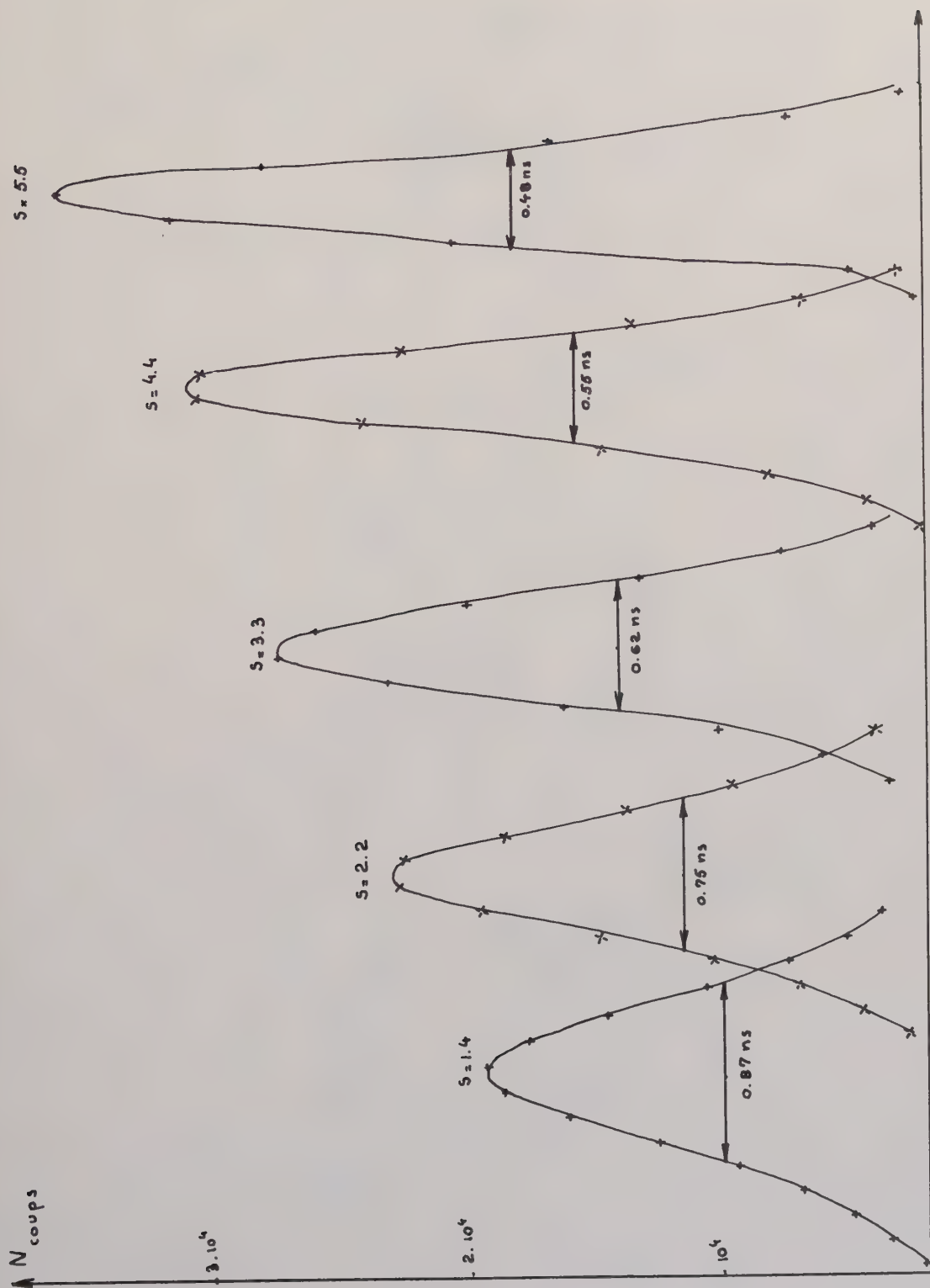


Fig. 56 : Double Dérivation par câbles. Temps de Résolution en fonction du Seuil.

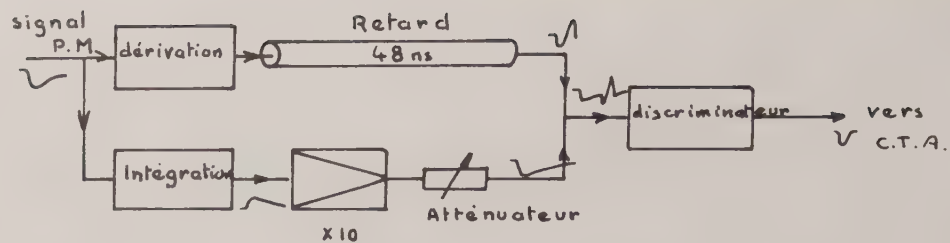


Fig. 57 : Principe de mise en forme par dérivation et intégration.

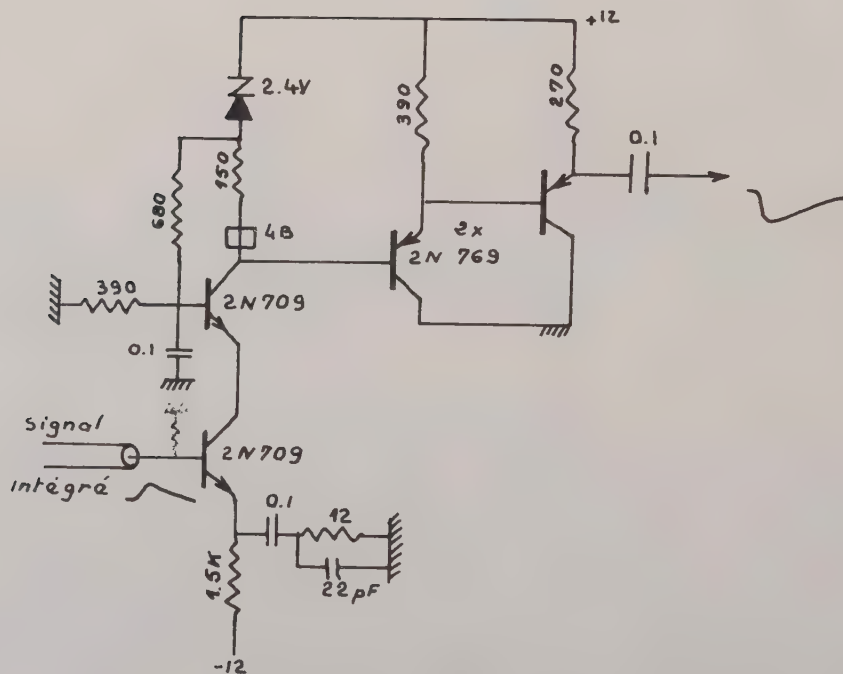


Fig. 58 : Amplificateur (Gain 10).

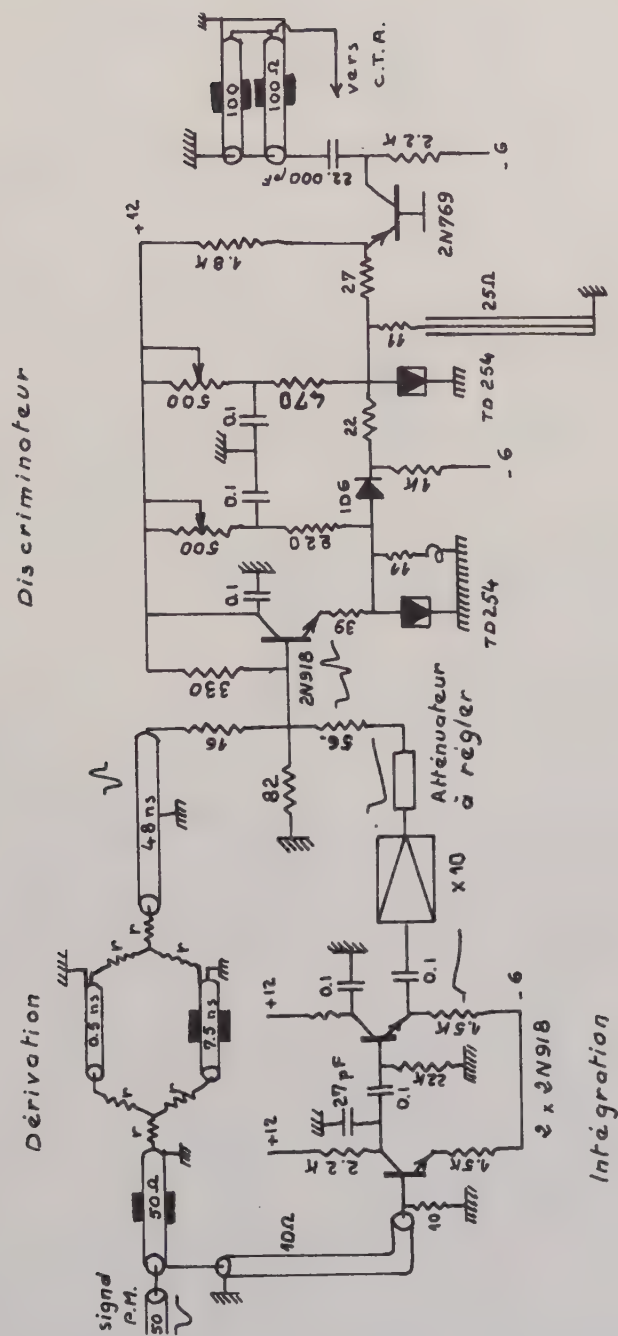


Fig. 59 : Mise en forme par dérivation et intégration.

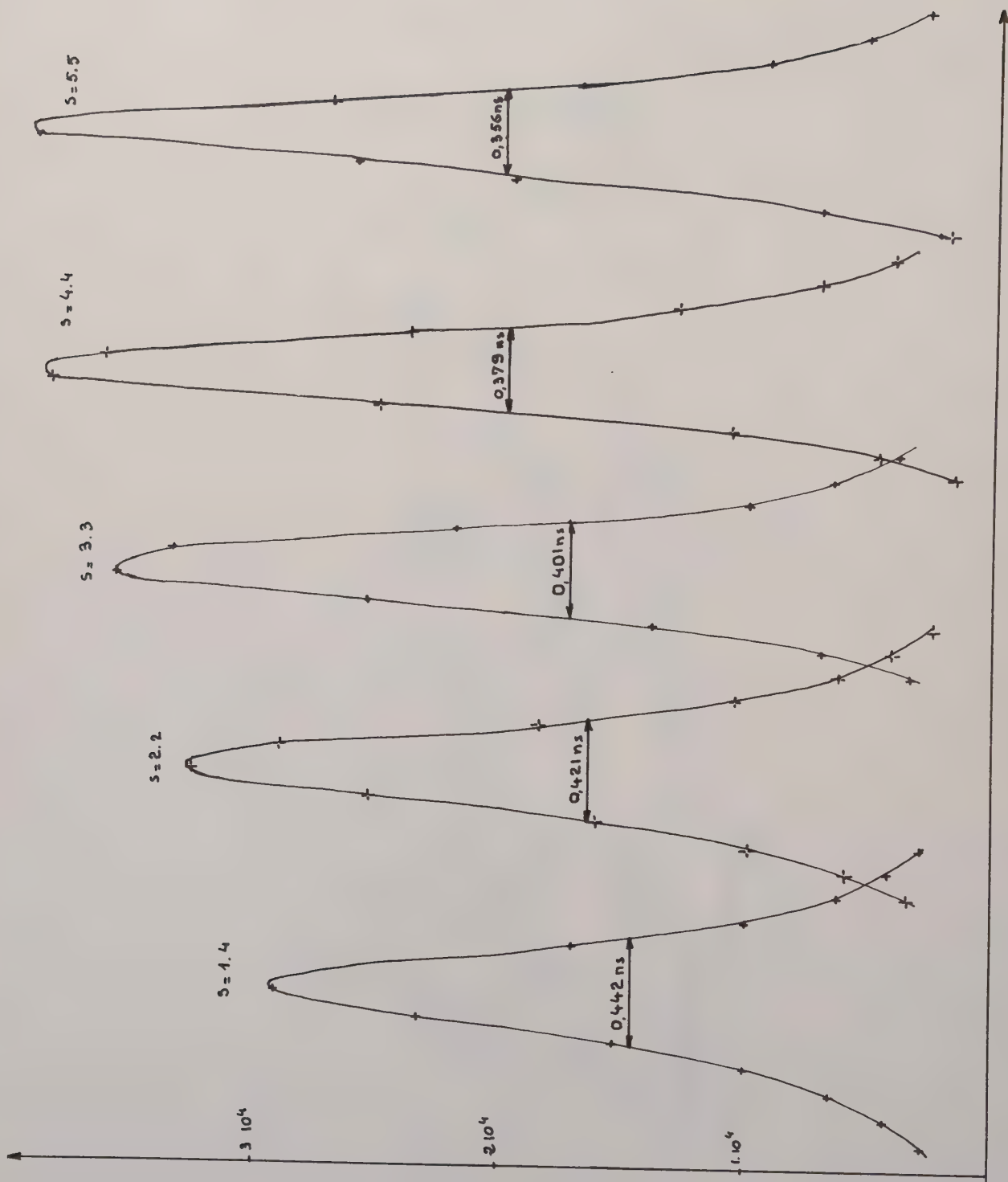


Fig. 60 : Spectre (mise en forme par dérivation et intégration).

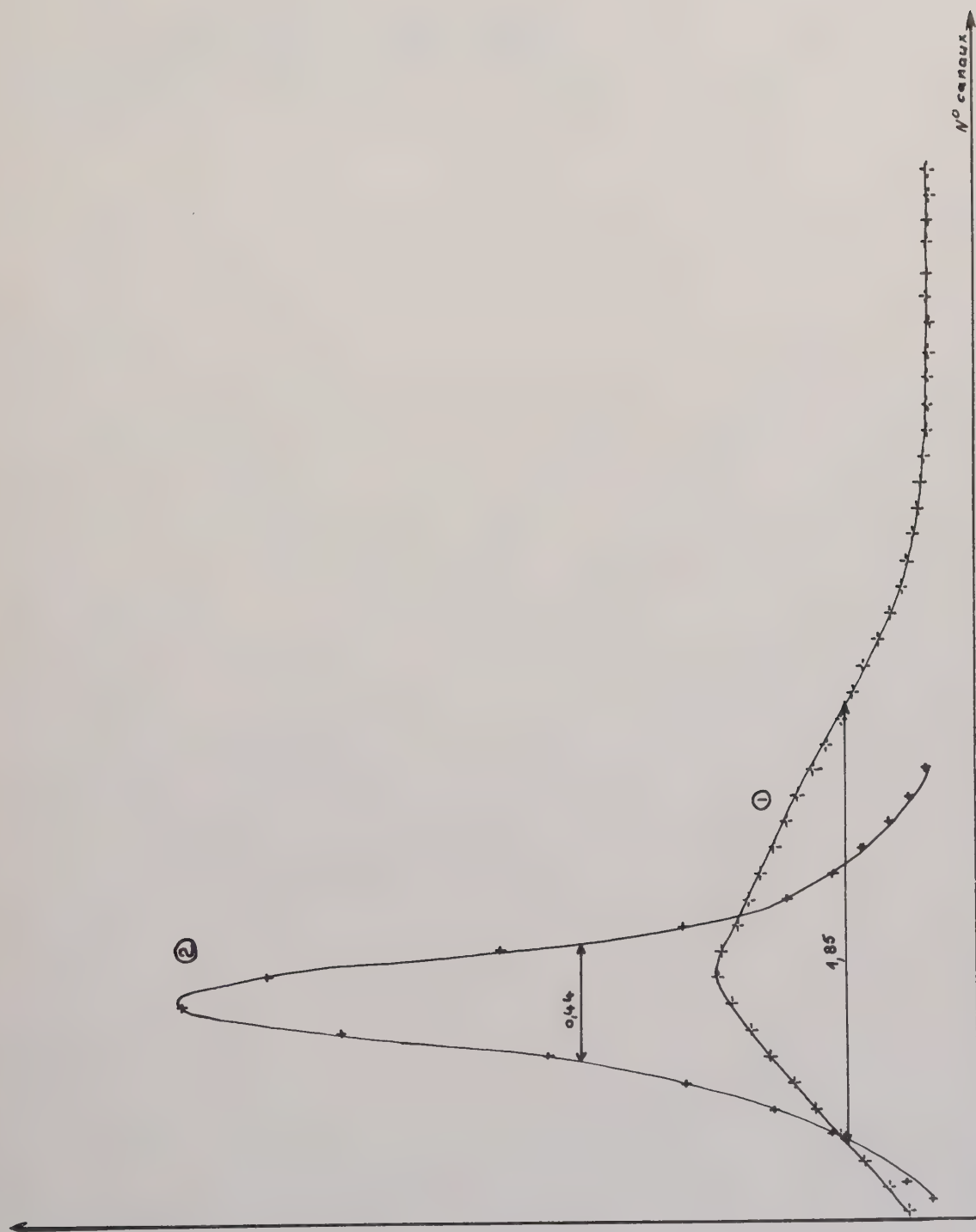


Fig. 61 : Spectres : ① sans mise en forme
 ② avec mise en forme par dérivation et intégration } seuil 1,4

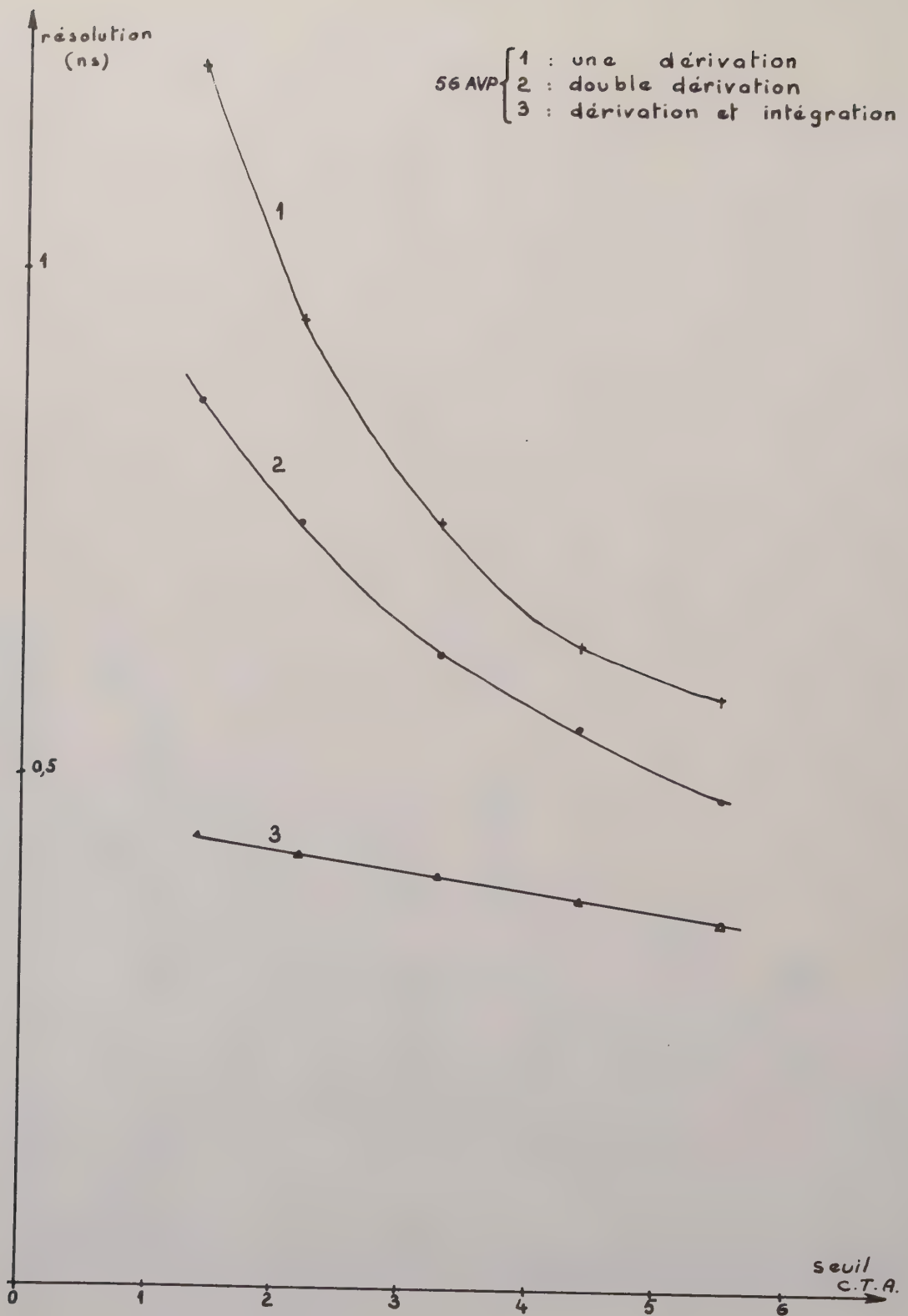


Fig. 62

Tous les spectres obtenus ont surtout une importance comparative. Chaque résolution obtenue n'a de valeur qu'en comparaison d'une autre. Les spectres analysés, en effet, ne font pas abstraction des impulsions de faible amplitude, ce sont celles qui ont des dispersions maximales. Le seuil de 1,4 du convertisseur correspond à une amplitude d'impulsion de 300 mV. De meilleures résolutions auraient été obtenues si nous nous étions uniquement intéressés aux impulsions de plusieurs volts.

La figure 62 compare les résultats obtenus avec les différentes mises en forme. La résolution en temps est représentée en fonction du seuil du convertisseur temps-amplitude. Il est à remarquer que les courbes 1 et 2 diffèrent de la courbe 3 de par leur forme. La correction temporelle qui tient compte de l'énergie de l'impulsion rend la résolution linéaire en fonction de l'amplitude.

CHAPITRE X

CONCLUSION

Nous nous étions proposés au début de ce travail, d'analyser, d'enregistrer les différentes fluctuations propres au photomultiplicateur. De cette analyse découlent des résultats d'ordre pratique encourageants pour l'amélioration de la résolution. La région du point d'inflexion du front de montée des impulsions de sortie d'un photomultiplicateur possède des propriétés statistiques telles que les fluctuations enregistrées présentent pour cette région une variance relative minimale. Cette propriété exploitée dans une expérience a apporté une amélioration très sensible de la résolution en temps. D'autre part, un résultat pratique très intéressant a été obtenu ; le fait d'asservir le seuil de discrimination à l'énergie des impulsions a conduit à améliorer très nettement la résolution temporelle (largeur totale à mi-hauteur de la courbe de coïncidence γ - γ du ^{60}Co : 0,44 ns. avec un seuil de sélection de l'ordre du volt ; 0,35 ns. pour des impulsions de 4 V.).

Nous pensons avoir atteint en résolution une certaine limite pour un spectre en amplitude d'entrée aussi large. Nous estimons toutefois que l'emploi de nouveaux photomultiplicateurs plus rapides tel que le XP 1020 (Piétri (19)) pourrait améliorer sensiblement la résolution ; les fluctuations de temps de transit étant ramenées de 0,3 ns. pour le 56 AVP à 0,1 ns. pour le XP 1020. Remarquons que la meilleure résolution obtenue dans notre expérience (0,35 ns.) est très voisine des fluctuations du temps de transit dans le photomultiplicateur. Cela prouve que dans notre expérience, nous nous sommes affranchis presque totalement de la fluctuation de l'instant de discrimination due au spectre en amplitude des impulsions d'entrée.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) LOMBARD & MARTIN - "Statistics of electron multiplication " "Rev. Sci. Instr., 32, n° 2, February 1961.
- (2) ALLENS - "Proc. I.R.E., 38, 346, 1950.
- (3) BAICKER - I.R.E. Trans. on Nuclear Science, 3 & 4, 74, 1960.
- (4) PIETRI - Acta Electronica, Annexe p. 25, 5, janv. 1961.
- (5) GATTI, COLOMBO, PIGNANELLI - Il Nuovo Cimento, 5, n° 6, 1739.
- (6) GATTI, SVELTO - Nucl. Instr. & Meth., 4, 1959, 189.
- (7) SARAZIN, SAMUELI, MEYNADIER - Thèse - Inst. d'Etudes Nucléaires d'Alger Nov. 1961.
- (8) WIENZIERL - Rev. Sci. Instr., 27, 1956, 226.
- (9) ARECCHI - Energia Nucleare, 6, 717, 1959.
- (10) BAY - Nucleonics, Avril 1956, 14, p. 57.
- (11) MEUNIER - Nuclear Electronics, Part I, p. 263. Proc. of the Internat. Symposium on Nucl. Electronics.
- (12) KERNS - U.C.R.L., n° 9264.
- (13) CHYNOWETH, Mc KAY - Physic Review, 102, 369, 1956.
- (14) CHYNOWETH, Mc KAY - Physic Review, 166, 418, 1957.
- (15) CHYNOWETH, Mc KAY - Physic Review, 106, 418, 1957.
- (16) VAN ZURK - C.E.A., Note technique DE/EGG/26, nov. 1961.
- (17) VAN ZURK - Thèse, Faculté de Grenoble, 1962.
- (18) LAVAITTE - C.E.A., Rapport DE/1786/SER, Janvier 1964.
- (19) PIETRI - Colloque International d'Electronique Nucléaire, 1963, 793.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"LES COUCHES MINCES SUPRACONDUCTRICES.
APPLICATIONS A LA REALISATION DE MEMOIRES RAPIDES".

Vu et approuvé :
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
BRACONNIER.

Vu :
Les Membres du Jury,
MM. SARAZIN
CHERY
ARNAL
MEY.

Vu et accordé le permis d'imprimer :
Lyon, le 4 Juin 1965
Le Recteur,
Président du Conseil de l'Université,
P. LOUIS

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN

Ouvrages scientifiques

TYPO - OFFSET

GAP (Hautes-Alpes)

Dépôt légal n° 70
1966

